PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1904. Redaktionsschluss für No. 5 am 15. Februar 1904. 5. Jahrgang.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

Seite

Akustisch: Verallgemeinernde Weiterentwicklung des elektromagnetischen „Selbstunterbrechers“ und ihre Verwendung zu — Demonstrationen, v. J. J. T. Chabot 89
Borgmann, J., Über das elektrische Nachleuchten und über die Wirkung des Radiums auf dasselbe . . . 104
Chabot, J. J. T., Verallgemeinernde Weiterentwicklung des elektromagnetischen „Selbstunterbrechers“ und ihre Verwendung zu akustischen Demonstrationen 89
— Neue Strahlen oder eine neue Emanation 103
Chemie: Jahrbuch der —, v. R. Meyer. (B.) . . . 120
Czudnochowski, W. B. v., Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse . . . 99
Diamagnetismus: Elektrisches Analogon zum —, v. L. Puccianti 92
Dönitz, J., Der Wellenmesser und seine Anwendung. (R.) 118
Elektrisch: — Analogon zum Diamagnetismus, v. L. Puccianti 92
— Über den — Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse, v. W. B. v. Czudnochowski 99
— Über das — Nachleuchten und über die Wirkung des Radiums auf dasselbe, v. J. Borgmann . . 104
— Über Gebe- und Empfangsapparate zur — Fernübertragung von Photographien, v. A. Korn 113
Elektrizität: Über — -zerstreuung in der freien Luft, v. P. B. Zölss 106
Elektroden: Der Glimmstrom zwischen nahen — in freier Luft, v. J. Stark 96
Elektromagnetisch: Verallgemeinernde Weiterentwicklung des — „Selbstunterbrechers“ und ihre Verwendung zu akustischen Demonstrationen, v. J. J. T. Chabot 89
Elektron: Kann sich ein — mit Lichtgeschwindigkeit bewegen?, v. P. Hertz 109
Elektroskop: Divergenz von —-blättchen im Vakuum infolge von Belichtung, v. S. Guggenheimer u. A. Korn 95
Emanation: Neue Strahlen oder eine neue —, v. J. J. T. Chabot 103
Glimmstrom: Der — zwischen nahen Elektroden in freier Luft, v. J. Stark 96
Guggenheimer, S. u. **A. Korn**, Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung 95
Harms, F., Über die Ursache der Leitfähigkeit von Phosphorluft 93
Hertz, P., Kann sich ein Elektron mit Lichtgeschwindigkeit bewegen? 109
Johannesson, P., Physikalische Grundbegriffe. (B.) 120
Korn, A., Über Gebe- und Empfangsapparate zur elektrischen Fernübertragung von Photographien . . . 113
— u. **S. Guggenheimer**, Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung . . 95

Seite

Leitfähigkeit: Über die Ursache der — von Phosphorluft, v. F. Harms 93
Lichtbogen: Über den elektrischen — zwischen Leitern zweiter Klasse, v. W. B. v. Czudnochowski . . 99
Lichtgeschwindigkeit: Kann sich ein Elektron mit — bewegen?, v. P. Hertz 109
Luft: Der Glimmstrom zwischen nahen Elektroden in freier —, v. J. Stark 96
— Über Elektrizitätszerstreuung in der freien —, v. P. B. Zölss 106
— Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger — mit Entspannung, v. R. Pictet. (B.) 120
Natur und Schule, Zeitschrift für den gesamten naturkundlichen Unterricht, herausgegeben von Landsberg, Schmeil u. Schmid. I. 2, II. (B.) 118
Personalien 120
Phosphorluft: Über die Ursache der Leitfähigkeit von —, v. F. Harms 93
Photographien: Über Gebe- und Empfangsapparate zur elektrischen Fernübertragung von —, v. A. Korn . 113
Physik: Elemente der Experimental- — zum Gebrauch beim Unterricht, v. H. Zwick. (B.) 119
Physikalische Grundbegriffe, v. P. Johannesson. (B.) 120
Pictet, R., Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung. (B.) 120
Puccianti, L., Elektrisches Analogon zum Diamagnetismus 92
Radium: Über das elektrische Nachleuchten und über die Wirkung des — auf dasselbe, v. J. Borgmann 104
Selbstunterbrecher: Verallgemeinernde Weiterentwicklung des elektromagnetischen — und ihre Verwendung zu akustischen Demonstrationen, v. J. J. T. Chabot . 89
Stark, J., Der Glimmstrom zwischen nahen Elektroden in freier Luft 96
Strahlen: Neue — oder eine neue Emanation, v. J. J. T. Chabot 103
Unterricht: Natur und Schule, Zeitschrift für den gesamten naturkundlichen —, herausgegeben von Landsberg, Schmeil u. Schmid. I. 2, II. (B.) 118
— Elemente der Experimentalphysik zum Gebrauch beim —, v. H. Zwick. (B.) 119
Vakuum: Divergenz von Elektroskopblättchen im — infolge von Belichtung, v. S. Guggenheimer u. A. Korn 95
Wellenmesser: Der — und seine Anwendung, v. J. Dönitz. (R.) 118
Zölss, P. B., Über Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft 106
Zwick, H., Elemente der Experimentalphysik zum Gebrauch beim Unterricht. (B.) 119

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Verallgemeinernde Weiterentwicklung des elektromagnetischen „Selbstunterbrechers“ und ihre Verwendung zu akustischen Demonstrationen.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Halskesche Feder am Delarive-Wagnerschen Hammer, ebenso wie das Quecksilber des Foucaultschen Unterbrechers ermöglichen zum grösseren Teil das Vorherrschen jener Phasendifferenz zwischen den Cykeln der Ankerschwingung und des Kontaktspiels, welche für den Betrieb dieser Apparate unerlässlich ist. Zum übrigen Teil entspringt dieselbe einer verzögernden Wirkung der Selbstinduktion des Kreises auf die Variationen der Stromstärke, derzufolge namentlich die Erregung des Elektromagnets noch anhält, nachdem schon die Stromunterbrechung am Kontakt vollendet ist.

Die Erkenntnis dieser meistens übersehenen Thatsache[1]) erscheint sehr wesentlich für das

1) Bekannte Lehrbücher verschweigen sie; in einem heisst es sogar geradeaus, der Anker werde angezogen und gleich-

Verständnis der Wirkungsweise beider weit verbreiteten Konstruktionen, funktionieren doch dieselben, falls Kontakt und Anker vollkommen starr, bezw. so verbunden sind, dass nur seitens der Selbstinduktion eine geringe Phasenverschiebung zur Geltung kommt, kaum oder gar nicht.

Die Frequenz der Schaltungen bedingen gemeinsam die mechanische und die elektromagnetische natürliche Schwingung des Apparats in seinem Stromkreise. Von der Delarive-Wagnerschen unterscheidet die Foucaultsche Konstruktion sich ersichtlicherweise dadurch, dass sie, im Gegensatz zu jener, eine Variation der Phasendifferenz leicht auch während des Betriebes erlaubt (durch Ändern des Quecksilberniveaus).

Einer Weiterentwicklung des Selbstunterbrechers gegenwärtiger Art eröffnet sich nun der Weg, sobald man das schwingende System den Kontakt steuern lässt durch ein Medium, das seinerseits zugleich einem anderweitigen System angehören und so gewünschten Falles in dessen Bereich platzgreifende Zustandsänderungen offenbaren kann, indem es jeweils das Wechselspiel des Unterbrechers auslöst, wobei dann bis zum Erreichen der vollen Schwingungsweite auch eine Selbstverstärkung des Effekts zu vermerken ist. Solchergestalt kommen in Betracht die Steuerung vermittels Flüssigkeit, Gas oder des freien Äthers selbst, bei selbstredend gleichzeitig entsprechender Gestaltung des schwingenden Systems, sowohl wie der Kontaktvorrichtung.

Im Falle der Übertragung durch ein Gas sind schwingende Systeme gegeben mit den Schallerzeugern Saite, Stimmgabel, Membrane, ebenso wie die Kontaktvorrichtung und es braucht nur zwischen zwei gleichen oder verschiedenen solchen, die, akustisch abgestimmt, im gegenseitigen Einflussbereich liegen, eine geschlossene Kaskadenschaltung ausgeführt — d. h. der Kontakt einerseits mit dem Elektromagnet andererseits, der Kontakt andererseits mit dem Elektromagnet einerseits in Verbindung gebracht — zu werden, um die gedachte Anordnung zu realisieren. Die Phasenverschiebung sodann lässt sich hervorrufen allgemein an zwei Stellen der geschlossenen Bahn, welche jetzt die periodische Zustandsänderung durchläuft, nämlich wo diese als akustische (materiemechanische) Schwingung des übertragenden Gases in die Erscheinung tritt, sowie wo sie als elektromagnetische (ätherm echanische) Schwingung am Leitersystem verkehrt, und zwar durch passende Bemessung von deren beiden elastischem Verhalten, wozu hier Kapazität und Selbstinduktion richtig zu verteilen, dort die Weglänge der Schwingung im Gase und dessen Dichte geeignet zu variieren sind, jeweils derart, dass eine Verschiebung von 90° resultiert.

Zur Demonstration empfiehlt sich ausnehmend die Membrane, wie sie, sogleich in Verbindung mit einem Elektromagnet, als „Telephon" leicht erhältlich und sehr bequem zu handhaben ist. Als schallempfindlichen Kontakt, der selbst nicht tönt, fand ich recht bequem ebenfalls und brauchbar den des sog. Mikrophons, obwohl er den Charakter nur eines variablen Widerstandes hat, d. h. nur einen pulsierenden Strom, nicht einen intermittierenden, zu erzielen gestattet.

Es stehen Telephon und Mikrophon, etwa in der atmosphärischen Luft, sich frei gegenüber. Im Hinblick auf die quadratische Streuung der Schwingungsintensität müssen, zur Sicherung einer akustischen Wechselwirkung noch in der erforderlichen Stärke, sie ziemlich nahe aneinander gebracht werden. Der akustische Phasenunterschied ist hier also unbedeutend, weshalb derselbe im wesentlichen elektromagnetisch, am Leitersystem von Tele- und Mikrophon, bewirkt werden muss. Zu dem Zwecke vereinigt man etwa das Mikrophon und die Stromquelle zu einem geschlossenen Kreise vermittels der einen Wicklung eines Transformators (einer Induktionsspule), dessen andere Wicklung das Telephon schliesst. Auf diesem Wege kann eine Phasendistanz von nahezu 90° erreicht werden zwischen der Schwingung der Telephonmembrane und der Schwingung des Mikrophonkontakts. (Volle 90° Phasendistanz wäre offenbar nur möglich im widerstandslosen Kreise.) Im übrigen funktioniert der Apparat ganz wie seine Vorfahren vom Typus Delarive und Wagner oder Foucault: Biegt gerade die Telephonmembrane hinaus, so vermittelt das übertragende Gas einen Druck auf die Mikrophonmembrane, wodurch der Leiterwiderstand ab- und die Stromstärke zunimmt, so dass der Telephonmagnet veranlasst wird, seine Membrane zurückzuziehen; dann federt auch die Mikrophonmembrane heraus, der Kontaktdruck sinkt, der Widerstand des Kreises nimmt zu, der Strom ab und die Telephonmembrane kann neuerdings vorschnellen, wiederum einen Druck auf die Mikrophonmembrane einleitend, Abnahme des Stromkreiswiderstandes u. s. w.

Nach passender Justierung ist das ganze System einer aufgezogenen Uhr zu vergleichen, deren Pendel nur noch in Ruhe verharrt: ein

zeitig der Strom unterbrochen, womit offenbar die Möglichkeit, an einen Phasenunterschied als wesentliches Moment zu denken, erschwert wird. Im Prinzip verwandt ist der Phasenunterschied zwischen Ankerrotation und Stromkommutation eines roflerenden Motors, welcher in einer Ablenkung des Feldäquators zum Ausdruck kommt.

Anstoss genügt, den Energiefluss auszulösen, die Uhr ablaufen zu lassen. Der zu überschreitende Schwellenwert der Intensität dieses Anstosses kann äusserst niedrig gehalten sein (so dass schon scheinbar „von selbst" das Telephon zu tönen anfängt, wenn man seine Schallöffnung an die des Mikrophons heranbringt).

Die selbstverstärkende Wechselwirkung des ersten Augenblicks verläuft sehr rasch, fast momentan ist der definitive Schwingungszustand erreicht, die Frequenz bedingt vorwiegend durch die elektromagnetische und die mechanische Trägheit des Systems, die Intensität durch die Masse der in Umlauf gesetzten Energie.

Die Wirkung wahrnehmbar zu machen, ist von dieser Energie ein Teil abzuspalten. Solches kann natürlich wiederum in zweierlei Art geschehen: ätherмechanisch (elektromagnetisch), indem man dem Leitersystem ein weiteres Telephon, nur als Hörtelephon (lautsprechendes eventuell) anfügt[1]) oder materiemechanisch (spez. akustisch), im übertragenden Gase unmittelbar, wenn von der sich hier zerstreuenden Schwingungsenergie auch das Ohr des Beobachters sogleich einen Bruchteil auffängt.

In beschriebener Weise erscheint nunmehr der elektromagnetische Selbstunterbrecher als gewissermassen diskontinuierlicher Apparat, welcher u. a. dazu benutzt werden kann, Emissions- und Absorptionszentrum[2]) einer akustischen Versuchssphäre auch ausserhalb der Sphäre zueinander in Beziehung zu setzen, dergestalt den Schwingungszustand in eine geschlossene Bahn verweisend; dazu sind bloss das schwingende System und der geschwungene Kontakt an je einen jener beiden Punkte zu bringen.

Wenn abermals ein Gas, z. B. die atmosphärische Luft, als übertragendes Medium fungiert, kommen jetzt namentlich die Experimente mit Schallstrahlen, welche die Fähigkeit des Schalles darthun, zurückgeworfen und gebrochen zu werden, in Betracht, und zwar am einfachsten wiederum unter Verwendung von Telephon und Mikrophon.

Bringt man die Telephonmembrane in den Brennpunkt des einen von zwei konjugierten Hohlspiegeln, die Mikrophonmembrane in denjenigen des anderen, so lässt sich bei passender Abstimmung aller Faktoren die Wechselwirkung auslösen und wahrnehmen, sei es unmittelbar an dem tönenden Schwingen des durchstrahlten Gases, cq. der atmosphärischen Luft zwischen den Spiegeln, sei es vermittels des (eventuell lautsprechenden) besonderen Hörtelephons. Werden Telephon oder Mikrophon aus dem Brennpunkt herausgerückt, so verstummt der Apparat.[1])

Wenn ausserdem ein prismatisch geformtes anderes durchlässiges Medium geeignet in den Strahlweg zwischen beiden Spiegeln gebracht wird, erfährt der Schallstrahl eine Ablenkung und es muss der eine von beiden Hohlspiegeln mit seinem Telephon oder Mikrophon, — welche zwei jetzt je im Brennpunkt eines Spiegels unverrückbar befestigt sind, — um eine bestimmte Bogenstrecke, das Prisma im Drehpunkt, fortbewegt werden, bis der diskontinuierliche Selbstunterbrecher wiederum anspricht zum Zeichen, dass in dem Augenblick die Bogendistanz der platzgehabten Fortbewegung den Ablenkungswinkel des Strahles zum Ausdruck bringt. Mit solchem, dem Spektrometer der Optik vergleichbarem[2]) Instrument lässt sich der Schallbrechungsexponent für verschiedene Stoffe ermitteln.

Desgleichen funktioniert der Selbstunterbrecher, falls seine beiden Teile an konjugierte Punkte der Achse einer akustischen Linse, nach Sondhauss u. a., gebracht worden sind, um auszusetzen bis die Konjunktion aufgehoben wird.[3])

Dass die Versuche differenziert werden können durch Hinzutritt eben von Zustands-

1) Tritt an die Stelle dieses Hörtelephons Eversheds Resonanzrelais (Journ. Inst. el. Eng. **27**, 582 sqq., 1898), abgestimmt auf die natürliche Schwingung des Selbstunterbrechers, so resultiert eine Kombination, welche bei entsprechender Justierung der Empfindlichkeit des Mikrophons und der Spannung der Stromquelle die allergeringste Erschütterung mit dem Schliessen eines Stromkreises zu beantworten vermag, indem das Relais durch Integration von Bewegungsenergie über eine Reihe von Schwingungen seinen Kontaktarm mit schnell wachsender Amplitude zum Anschlag treibt; Schwellenwert der hier benötigten Arbeitsintensität ist 1, Millisekundenerg.

2) Emissionscentrum bezeichne den Punkt, wo der Schall entsteht, — Absorptionscentrum den Ort des jeweils in Rede stehenden Effekts, insofern hier immer irgend ein Verwandeln, bezw. Absorbieren der Schallschwingung als solche Platz greift.

1) Besonders interessant wäre es, diesen Versuch anzustellen in einem der bekannten bifokalen oder multifokalen Gewölbe, etwa dem „Whispering Gallery" von St. Pauls zu London oder der „Salle de l'Écho" des Conservatoire des Arts et Métiers zu Paris: Das Mikrophon wird einerseits aufgestellt, dann andererseits das Telephon herumgeführt, bis im Augenblick, wo es die mit dem entfernten Standort des Mikrophons akustisch korrespondierende Stelle passiert, dasselbe zu tönen anfängt. (Telephon und Mikrophon müssten hier wohl entsprechend konstruiert oder wenigstens mit einer Auffangvorrichtung versehen sein.) — Eine Methode zur systematischen Prüfung der Akustik von Sälen liesse vielleicht auf dieser Basis sich ausbilden.

2) Nur erscheint hier die akustische Emission monocymatisch, nicht wie die optische, wenn sie ein Spektrum liefert, polycymatisch.

3) Auch hier dürfte ein Prinzip zur Konstruktion nützlicher Instrumente gegeben sein, z. B. eines automatischen Fernanzeigers schlagender Wetter oder sonstiger Gase. Man stellt so ein, dass erst in Gegenwart des betreffenden Gases die Konjunktion eintritt und der Selbstunterbrecher anspricht. Durch Vermittlung entfernter, an

änderungen jenes anderweitigen Systems, dem gleichfalls das übertragende Medium angehört (durch Variation des Gasdrucks u. s. w.), versteht sich von selbst. Solche, umgekehrt, aus ihrem Einfluss auf das Verhalten des diskontinuierlichen Instruments zu bestimmen, dürfte indessen, annehmbar genau, schwer möglich sein.

Weiter im Bereiche der Interferenzwirkungen des Schalles kann der diskontinuierliche Selbstunterbrecher als Indikator Dienste leisten. Besitzt z. B. eine Stimmgabel einen selbständigen schallempfindlichen Kontakt in der Ebene ihrer Zinken normal zur Längsachse, so passieren bei voller Umdrehung der Gabel um diese Achse die vier Hyperbeläste der schallfreien Interferenzzone, in welcher die Wechselwirkung unmöglich ist.

Die Verwirklichung des Prinzips lässt im allgemeinen mancherlei Kombinationen zu, von welchen nur noch eine erwähnt sei:

Von zwei disparat aufgestellten akustischen Paaren Telephon-Mikrophon wird der elektromagnetische Zusammenhang chiastisch ausgeführt, sonach das Telephon des einen Paares mit dem Mikrophon des anderen, das Telephon des anderen mit dem Mikrophon des einen verbunden: die Wechselwirkung kann jetzt nur Platz greifen, wenn sie an beiden, beliebig voneinander entfernten Aufstellungsorten ausgelöst wird.[1])

Die Verwendung schliesslich des Äthers selbst auch als frei übertragendes Medium im diskontinuierlichen Selbstunterbrecher bringt zwar nichts prinzipiell Neues, verallgemeinert aber noch die Anwendungsfähigkeit des Instruments.

Die Stromstärke eines Kreises, der eine strahlempfindliche Leiterstrecke, sowie eine eben diese Strecke beherrschende Strahlungsquelle enthält, verkehrt bei konstanter elektromotorischer Kraft in labilem Gleichgewicht. Jeder das Gleichgewicht störende äussere Impuls leitet eine Zustandsänderung ein, die, weil wiederum in geschlossener Bahn gehalten (teils im frei durchstrahlten „Dielektromagnetikum", teils gerichtet am „Parelektromagnetikum"[2]), eine (positive oder negative) Selbstverstärkung (der Strahlung und des Stromes) bedeutet. Indem man dem Wachstum eine Grenze steckt, bei deren Überschreiten die Selbstverstärkung plötzlich abfällt, um jeweils im nächsten Augenblick wieder einzusetzen, gelangt man zur beabsichtigten Anordnung. Die Frequenz der Schwingungen bleibt auch hier, ausser von der Dämpfung des Leitersystems und des durchstrahlten Mediums abhängig von der Reaktionsgeschwindigkeit der in Wechselwirkung tretenden Faktoren: einerseits, als Strahlungsstelle (Emissionscentrum) eine geeignet variable Lampe, andererseits, als strahlempfindliche Leiterstrecke (Absorptionscentrum), ein Bolometer, ein Selenpräparat, ein photoelektrisches Element.[1])

beliebigen Beobachtungsstellen befindlicher, laut tönender Telephone, oder des schon erwähnten Evershedschen Relais, wird jeweils das Warnungssignal automatisch gegeben.

1) So bietet sich die Möglichkeit einer automatischen Anzeige der Koinzidenz von mehreren, selbst verschiedenartigen Momenten, die einzeln keine Beachtung verlangen, z. B. der gleichzeitigen Anwesenheit zweier verschiedener Gase an bestimmten Stellen (vgl. S. 91, Fussnote 3), eines Gases und einer Erschütterung (diese auch in Form von Licht, vgl. weiter im Text), der Gleichheit (bezw. Ungleichheit) der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen — z. B. atmosphärischen, — nach verschiedenen Richtungen u. s. w.

2) Dem Leitersystem.

1) Auf diesem Wege werden beliebig variierende Schwingungen sich fortlaufend verstärken lassen (telephonisches Relais u. s. w.), sobald es gelingt, wenn dieselben als äussere Impulse angreifen, die Zustandsänderung des Systems mit jener selbstthätig vergrösserten Amplitude ihnen symphas (sei es verschoben) laufen zu lassen.

Degerloch (Wttg.), 2. Januar 1904.

(Eingegangen 12. Januar 1904).

Elektrisches Analogon zum Diamagnetismus.

Von L. Puccianti.

Es ist bekannt, dass die magnetische Induktion und die elektrostatische Induktion in dielektrischen Körpern eine vollkommene Analogie aufweisen. Wohlbekannt sind auch die Versuche, welche beweisen:

1. Die Anziehung von seiten eines Magneten auf einen Körper von grösserer magnetischer Induzierbarkeit als das Mittel;

2. die Abstossung eines Körpers von kleinerer magnetischer Induzierbarkeit als das Mittel;

3. die Anziehung von seiten eines elektrisierten Körpers auf einen Körper von grösserer Dielektrizitätskonstante als das Mittel.

In der That sollte man meines Erachtens auf diesen letzten Versuch weit mehr Nachdruck in den Vorlesungen und grundlegenden Abhandlungen legen, als geschieht, weil in ihm das wahre elektrische Analogon zu der Wirkung eines Magneten auf einen paramagnetischen Körper enthalten ist. Übrigens bietet dieser Versuch keinerlei Schwierigkeiten; nur muss der Genauigkeit wegen darauf hingewiesen werden, dass es notwendig ist, ihn mit einem gut isolierenden Körper zu machen.

Um aber die Analogie vollständig zu machen, ist ein vierter Versuch nötig und, soviel ich weiss, noch nie ausgeführt worden, welcher zeigt, dass ein Dielektrikum von kleinerer Dielektrizitätskonstante als das Mittel in einem

elektrischen Felde ein Verhalten zeigt analog demjenigen, welches in einem magnetischen Felde ein diamagnetischer Körper zeigt oder allgemein ein Körper von kleinerer Induzierbarkeit als das Mittel.

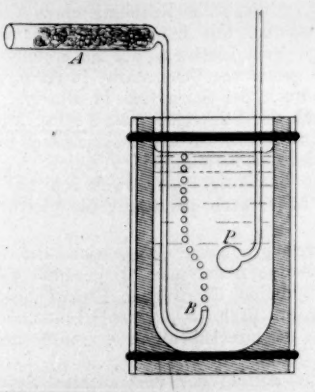
Auf Anregung von Herrn Prof. Ròiti habe ich diesen Versuch ausgeführt und ihn möglichst einfach anzuordnen versucht, da er ja vor allen Dingen einen didaktischen Wert hat und es gut ist, ihn auch in einer elementaren Vorlesung ausführen zu können.

Er gelingt jedoch nicht so leicht wie die andern Versuche. Sucht man diese Wirkungen zu zeigen an festen Körpern in Flüssigkeiten, so begegnet man den ziemlich komplizierten Erscheinungen, die auf der Überführung von Ladungen durch Konvektion und Leitung beruhen, und die zu Untersuchungen von Quincke, Heydweiller und Vicentini Stoff gegeben haben.

Dagegen gelingt die Sache gut, wenn man übergeht zu Luftblasen, die im Innern von Vaselinöl gebildet werden, das sicherlich eine der bestisolierenden Flüssigkeiten ist.

Um den Versuch anzustellen, benutze ich ein Gefäss, gebildet aus einem U-förmigen Messingstück, an welches zwei Spiegelglasplatten mittels zweier Gummibänder aufrecht angepresst werden. Das Gefäss wird mit Vaselinöl gefüllt; darin ist eine kleine Metallkugel P eingetaucht, welche von einem dicken mit Mastix überzogenen und gut isolierten Drahte gehalten wird; hinein taucht ferner das Glasrohr AB mit seinem aufwärts gebogenen kapillaren Ende, welches dazu dient, die Luftblasen hervorzubringen.

Der nichtkapillare Teil ist gefüllt mit dicht gestopfter Watte, um die Blasen kleiner und ihre Aufeinanderfolge regelmässiger zu machen. In dieses Rohr wird die Luft mit einer Pumpe getrieben oder besser aus einem Rezipienten eingeleitet, in dem sie zuvor komprimiert worden ist.



In jedem Falle ist es nötig, den Strahl sorgfältig zu regulieren, damit die Blasen sehr schnell in einer Art ununterbrochener Kette aufeinander folgen. Diese kommt in gerader Linie an die Oberfläche, solange das Kügelchen P ungeladen ist; bringt man dieses aber mit einer Elektrisiermaschine auf ein Potential, welches einer Funkenlänge von 2 oder 3 mm entspricht, sei es positiv oder negativ, so krümmt sich die Reihe der Bläschen in dem Sinne, dass sie sich von dem Kügelchen entfernt, und nimmt die in der Figur angedeutete Form an. Sie nimmt wieder den vertikalen Verlauf an, sobald das Kügelchen entladen wird.

Der Versuch kann vielen Personen sichtbar gemacht werden, wenn man auf einen Schirm mittels einer elektrischen Lampe und einer Linse ein passend vergrössertes Bild des Apparates projiziert. In solchem Falle wird die Demonstration besonders klar, wenn man die Bläschen so schnell aufeinander folgen lässt, dass sie auf das Auge den Eindruck eines kontinuierlichen Streifens machen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Januar 1904.)

Über die Ursache der Leitfähigkeit von Phosphorluft.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von F. Harms.

Um einen Einblick in den Mechanismus der bei der Phosphoroxydation sich abspielenden Vorgänge zu gewinnen, suchte ich zu bestimmen, eine wie grosse Elektrizitätsmenge in maximo durch die bei der Oxydation einer bekannten Phosphormenge entstehenden Träger transportiert werden kann, oder, in der Sprache der Ionentheorie ausgedrückt, das Verhältnis der Anzahl der oxydierten Phosphormoleküle zur Anzahl der gebildeten Ionen.

Da unter den Umständen, die eine bequeme elektrische Messung gestatten, die oxydierten Phosphormengen nur nach Milligrammen zählten, so wurde die leichter messbare zur Oxydation verbrauchte Sauerstoffmenge bestimmt. Um die Gesamtzahl der gebildeten Ionen zu erhalten, muss man die Sättigungsstromstärke messen. Bei Atmosphärendruck wird nun nach den Beobachtungen von G. C. Schmidt[1]) und meinen in diesem Punkte damit übereinstimmenden Versuchen[2]) Sättigungsstrom in Phosphor-

1) Diese Zeitschr. **3**, 475, 1902; Ann. d. Phys. **10**, 704, 1903.

2) Diese Zeitschr. **4**, 436, 1903.

luft selbst bei sehr hohen Potentialen noch nicht erreicht. Ich habe das l. c. durch die geringe Beweglichkeit der mit Nebelteilchen belasteten Ionen zu erklären gesucht. Eine Vergrösserung der Beweglichkeit wird den Sättigungsstrom cet. par. bei niedrigeren Potentialen eintreten lassen. In der That zeigte denn auch eine Untersuchung der Leitfähigkeit in verdünnter Luft bezw. in verdünntem Sauerstoff, dass unter diesen Verhältnissen bei relativ niedrigen Potentialen Sättigungsstrom beobachtet werden kann. Als Beispiel mag folgende Beobachtungsreihe dienen, die in einem etwa 200 ccm fassenden cylindrischen Gefäss angestellt wurde. Die Innenwand des Cylinders war mit Drahtnetz bekleidet, und bildete die eine Elektrode, die mit Hilfe eines Hochspannungsakkumulators auf V Volt geladen werden konnte; die zweite Elektrode war ein in der Achse des Cylinders ausgespannter Draht, über den ein kleiner Phosphorcylinder geschoben war. Dieser Draht war mit einem Quadranten des zur Messung dienenden Elektrometers verbunden. Ein Ausschlag von 1 mm in der Minute entsprach einer Stromstärke von $9{,}3\times10^{-12}$ Amp. Bei einem Druck von 70 mm Hg erhielt ich in feuchter Luft für die unter V verzeichneten Potentiale die unter i verzeichneten Stromstärken.

V	−40	−80	−160	−320	−640	−1200	Volt
i	1,1	1,8	2,0	2,0	2,0	2,0	$\times10^{-10}$ Amp.

V	+1200	+800	+80	+40	Volt
i	1,9	1,9	1,7	1,3	$\times10^{-10}$ Amp.

Dass man hier mit gesättigtem Strom zu thun hat, unterliegt wohl keinem Zweifel. Bei den definitiven Messungen wurden immer Potentiale von 500—1200 Volt angewendet.

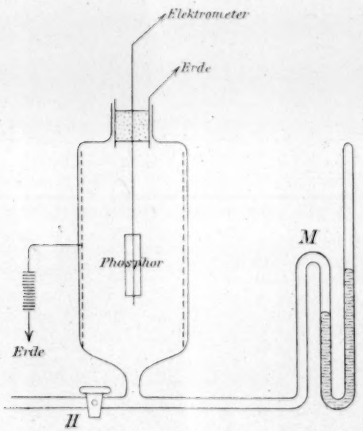


Fig. 1.

Die Versuche wurden mit dem in Fig. 1. skizzierten Apparate gemacht: Der Apparat wurde auf etwa 10 mm Hg evakuiert, dann Sauerstoff zugelassen bis zu einem (kleinen) Partialdruck π und der Hahn H geschlossen; das Manometer M, meist ein mit H_2SO_4 gefülltes, zeigte dann die bei der Oxydation erfolgende Druckabnahme, die Ionenzahl wurde in bekannter Weise mit Hilfe des Elektrometers durch Messung der Sättigungsstromstärke bestimmt.

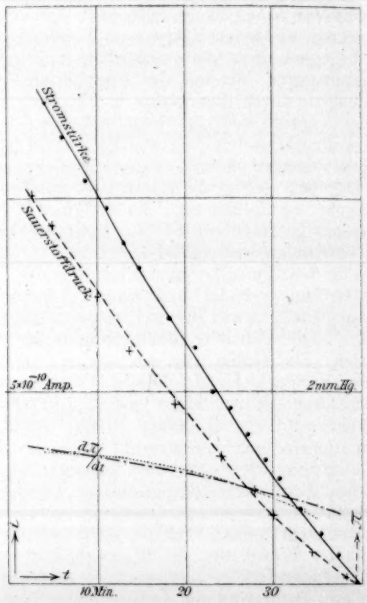


Fig. 2.

Fig. 2 giebt die Resultate eines Versuchs in trockenem Gas bei 0°. t ist die Zeit in Minuten vom Einlassen des Sauerstoffs an, i ist die gemessene Stromstärke in Amp., π der Partialdruck des Sauerstoffs in mm Hg. (Partialdruck des Stickstoffs etwa 8 mm). Die ausgezogene Kurve ist die Stromstärke, die gestrichelte der Partialdruck. Ähnliche Versuche ergaben qualitativ, und soweit ich bisher gesehen habe, auch quantitativ die gleichen Resultate.

Durch graphische Integration der Stromstärkenkurve findet man als gesamte während der Oxydation übertragene Elektrizitätsmenge 4100 e. st. Einh. $= 8{,}7\times10^{12}$ Ionen.

Aus der Druckabnahme (4,02 mm) und dem Volumen des Gefässes (240 ccm) berechnet sich die Anzahl der verbrauchten Sauerstoff-

moleküle, wenn man annimmt, dass unter normalen Bedingungen im ccm $5{,}4\times10^{19}$ Moleküle[1]) vorhanden sind, zu $6{,}9\times10^{19}$.

Für das Verhältnis der verbrauchten Moleküle zu den gebildeten Ionen ergiebt sich dann:

$$\frac{6{,}9\times10^{19}}{8{,}7\times10^{12}}=8{,}0\times10^{6}.$$

Es müssen also 8 Millionen Sauerstoffmoleküle verbraucht werden, bis ein Ionenpaar gebildet wird. Dies Resultat erscheint zunächst befremdlich; wollte man annehmen, dass der Oxydationsvorgang selbst die direkte Ursache der Ionisation wäre, so müsste man schliessen, dass nur ein sehr geringer Bruchteil des Sauerstoffs in einem für den Zerfall in Ionen bei der Oxydation günstigen Zustande sich befinde. Auch müsste in diesem Falle die Anzahl der gebildeten Ionen (oder die ihnen proportionale Stromstärke) wenigstens annähernd proportional mit $\frac{d\pi}{dt}$ sein; die Fig. 2 zeigt, dass dies durchaus nicht richtig ist. Wahrscheinlicher erscheint mir deshalb die Annahme, dass eine sekundär mit der Phosphoroxydation verknüpfte Reaktion die Ionen liefert. Als solche kommt in erster Linie in Betracht die Bildung bezw. der Zerfall von Ozon. Natürlich sollen es nicht die Ozonmoleküle als solche sein, die den Elektrizitätstransport ermöglichen — dem widerspricht schon die Thatsache, dass fertig gebildetes Ozon nicht wesentlich besser leitet, als andere Gase —, sondern die bei der Bildung und Zerstörung des Ozons wenigstens vorübergehend auftretenden einatomigen Sauerstoffmoleküle. Solche sind ja auch schon früher zur Erklärung des Reaktionsverlaufs der Oxydation angenommen worden.[2])

Das Auftreten von Ozon ist überall, wenigstens gilt das von den genauer untersuchten Fällen, mit elektrischen Erscheinungen verknüpft. Die Bildung in den Ozonisatoren erfordert eine Zuführung von ziemlich grossen elektrischen Energiemengen; bei der Bestrahlung von Sauerstoff mit intensivem ultravioletten Licht entsteht reichlich Ozon, und das durchstrahlte Gas besitzt eine sehr hohe Leitfähigkeit[3]); auch die Entstehung von Ozon bei der Elektrolyse mit grossen Stromdichten gehört hierher. Die Leitfähigkeit der an der aktiven Elektrode des Wehneltunterbrechers entweichenden Gase, die man bisher durch das Entweichen von Ionen, die ihre Ladung an der Elektrode nicht abgegeben haben, oder durch den „bubbling effect" zu erklären suchte, würde von diesem Gesichtspunkte aus leichter verständlich erscheinen.

Bemerken will ich übrigens noch, dass bei der Verbrennung von Phosphordampf in Sauerstoff keine Ionen zu entstehen scheinen. Ich füllte das Gefäss (Fig. 1) mit Phosphordampf, indem ich es mit einem Rohr verband, das grössere Mengen von Phosphor enthielt, und einige Tage bei 5—10 mm Druck stehen liess; das mit Phosphordampf gesättigte Gas leitete nicht. Dann wurde die Verbindung mit dem Phosphorgefäss abgesperrt, und Sauerstoff zu dem Phosphordampf eingelassen, und zwar in solcher Menge, dass aller Phosphor oxydiert werden musste. Die Beobachtung im Dunkeln zeigte denn auch eine helle Entflammung des Gefässinhalts, es wurde aber keine deutliche Leitfähigkeit konstatiert; sicher war die gebildete Ionenzahl mehr als 1000 mal kleiner, als sie gewesen wäre, wenn dieselbe Phosphormenge in der oben beschriebenen Anordnung oxydiert wäre. Vermutlich liegt das daran, dass die lokale Erwärmung bei der explosionsartigen Reaktion die Bildung von Ozon verhindert.

Die theoretische Behandlung der hier behandelten Vorgänge stösst auf gewisse Schwierigkeiten, doch vermag sie jedenfalls in einiger Annäherung die grosse Anzahl von Versuchen, die ich unter den verschiedensten Bedingungen angestellt habe, zu erklären. Die diesbezüglichen Rechnungen sind noch nicht völlig abschlossen; ich wollte aber diese Versuche schon jetzt mitteilen mit Rücksicht auf eine kürzlich erschienene Abhandlung von F. Richarz und R. Schenck[1]), in der ähnliche Ideen ausgesprochen werden, von denen meine Anschauungen übrigens in sehr wesentlichen Punkten durchaus verschieden sind.

Würzburg, physikalisches Institut, 13. Jan. 1904.

(Eingegangen 15. Januar 1904.)

1) Nernst, theoret. Chemie. 2. Aufl., S. 394.

2) Th. Ewan, Zeitschr. phys. Chem. **16**, 342, 1895.

3) Unter diesen Umständen zeigen übrigens alle Gase starke Leitfähigkeit. Die Sonderstellung, die der Sauerstoff durch die Ozonbildung einnimmt, beruht vielleicht nur darin, dass die dem Ozon entsprechenden Verbindungen der anderen Gase unter normalen Verhältnissen nicht stabil sind. Sollten derartige Verbindungen einmal isoliert werden, so müsste man bei ihrer Entstehung und Zersetzung ebenfalls eine Bildung von Ionen erwarten.

1) Über Analogien zwischen Radioaktivität und dem Verhalten des Ozons; Berichte der Berl. Akad. 10. 12. 1903.

Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung.

Von S. Guggenheimer und A. Korn.

Wir beschreiben im folgenden kurz eine Beobachtung, welche auf den ersten Blick Verwandtschaft mit der Erscheinung hat, dass sich Metallplatten durch Belichtung positiv laden.[1])

1) Dieselbe wurde, wie bekannt, von Hallwachs (Wied.

Wir befestigten in einer vertikal stehenden Röhre, welche oben durch einen Schliff geschlossen ist, an einem Glashaken unterhalb des Schliffes die beiden Elektroskopblättchen unter Einschaltung eines Quarzstückes zwischen Glashaken und Blättchen.[1]) Evakuiert man und bestrahlt man die Blättchen mit dem Lichte einer Bogenlampe, Glühlampe, einer leuchtenden Gasflamme, ja selbst nur eines brennenden Streichholzes, so beginnen die Blättchen bei 1 mm Druck deutlich zu divergieren, die Divergenz erreicht bei gleichbleibender Lichtquelle ein Maximum bei etwa 0,02 mm Druck und scheint bei weiterer Verdünnung nahezu konstant zu bleiben; die Divergenz ist natürlich um so grösser, je intensiver und je näher die Lichtquelle ist, und je grössere Flächen der Blättchen ceteris paribus bestrahlt werden. Schiebt man farbige Glasplatten zwischen die Lichtquelle und die Röhre, so werden die Ausschläge zwar um so kleiner, je mehr die Farbe nach dem roten Ende des Spektrums zu liegt, sie sind aber — namentlich bei Verwendung starker Lichtquellen — auch noch bei Einschiebung 1 cm dicker rubinroter Glasplatten sehr deutlich. Das Abfangen der Wärmestrahlen durch eine Wasserküvette setzt die Wirkung nicht erheblich herab. Mit einer 16 kerzigen Glühlampe in einem Abstande von ca. 3 cm ergaben sich Ausschläge der Elektroskopblättchen, welche Spannungen bis zu 500 Volt entsprechen würden.

Die Ladungen der Blättchen sind positiv; das Licht veranlasst (wenn wir der Auffassung von Lenard folgen) an den belichteten Stellen Kathodenstrahlen, welche negative Ladungen mit fortführen. Dass die Ladungen positiv sind, lässt sich leicht demonstrieren, indem man geriebene Hartgummi- oder Glasstäbe nähert.

Es zeigt sich indessen, dass die positiven Ladungen nicht die eigentlichen Ursachen der auffälligen Divergenz sind; denn wenn man die Blättchen von vornherein z. B. zu +200 oder −200 Volt auflader, erhält man durch Belichtung stets vergrösserte Divergenz. Man kann an einen Zusammenhang mit den Radiometererscheinungen denken, doch stösst auch eine Erklärung in diesem Sinne auf manche Schwierigkeiten; wir sprechen die folgende Vermutung aus: Vielleicht gehen infolge der Belichtung von den Blättchen sowohl α- als auch β-Strahlen aus; die Divergenz kann als Folge beider Abstrahlungen angesehen werden, der Hallwachseffekt als eine Differenzwirkung; die positive Ladung erscheint, weil die β-Strahlen leichter fortgehen können, als die α-Strahlen.

Physikalisches Institut der Universität München.

(Eingegangen 3. Februar 1904.)

Ann. **33**, 301, 1888) entdeckt und zwar unter Benutzung von ultraviolettem Licht.

1) Die Röhre ist ähnlich der, welche R. J. Strutt zu seinem hübschen Versuch zur Demonstration der Selbstelektrisierung des Radiums verwandt hat. (Phil. Mag. (6) **6**, 588, 1903.)

Der Glimmstrom zwischen nahen Elektroden in freier Luft.

Entgegnung auf Herrn Kaufmanns Bemerkungen.

Von J. Stark.

Im 4. Jahrgang dieser Zeitschrift, S. 535, teilte ich orientierende Messungen über den Glimmstrom grosser Stärke zwischen Elektroden aus dünnem Platindraht in freier Luft mit. Diesen Messungen stellte Herr Kaufmann (diese Zeitschr. **4**, 578, 1903) Messungen an dicken Kupferelektroden gegenüber und erklärte die Unterschiede zwischen seinen und meinen Resultaten in der Hauptsache aus einer vermutlichen Ungenauigkeit meiner Messungen. Herr Kaufmann hatte damit eine Polemik eröffnet, die eine Erwiderung meinerseits notwendig machte. Ich konnte zeigen (diese Zeitschrift **4**, 605, 1903), dass Herrn Kaufmanns polemische Ausführungen über den Kathodenfall die Litteratur über diesen Punkt nicht richtig gegen mich ins Feld führten; ferner legte ich dar, dass sich die Unterschiede zwischen seinen und meinen Resultaten aus dem Unterschied der Versuchsanordnungen erklären lassen. Hierauf liess Herr Kaufmann (diese Zeitschr. **4**, 653, 1903) eine wenig sachlich gehaltene Entgegnung erscheinen. Er verdächtigte die Zuverlässigkeit meiner Messungen, indem er aus meinen Beobachtungen vier Wertepaare herausgriff, sie in ein Koordinatensystem eintrug und behauptete, „es dürfte wohl schwer fallen, die Punkte durch eine einigermassen wahrscheinliche Kurve zu verbinden." Bei geringerer Voreingenommenheit ist dies indes leicht möglich, durch die vier Punkte lässt sich zwanglos eine Kurve zweiter Ordnung legen. Herr Kaufmann schloss seine Entgegnung mit der Bemerkung, dass die Diskussion des Streitfalles für ihn hiermit abgeschlossen sei. In einer späteren Mitteilung (diese Zeitschr. **4**, 715, 1903) legte ich dar, dass sich alle Eigenschaften des Glimmstromes in verdünnten Gasen qualitativ am Glimmstrom bei Atmosphärendruck wiederfinden; ich zeigte an Messungen von Homén (Wied. Ann. **38**, 172, 1889), dass der Elektrodenabstand, bei dessen Überschreitung die Elektrodenspannung linear mit ihm

zu wachsen beginnt, um so kleiner ist, je grösser der Gasdruck ist. Horméns Messungen reichen bis 80,9 mm. Auf Grund der Übereinstimmung der wesentlichen Eigenschaften des Glimmstromes bei hohem und niedrigem Gasdruck folgerte ich durch Extrapolation, dass auch bei 750 mm Druck (in freier Luft) die Elektrodenspannung des Glimmstromes für sehr kleine Elektrodenabstände einem anderen Gesetze folgt als für grössere. Für hoch temperierte Elektroden ergab die Extrapolation eine Übereinstimmung mit meinen Beobachtungen.

Herr Kaufmann (diese Zeitschr. 5, 57, 1904) hat nun die Diskussion des Streitfalles wieder aufgenommen. Er giebt seiner Mitteilung den Titel „Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck" und spricht bezüglich meiner Ausführungen über die Elektrodenspannung für sehr kleinen Elektrodenabstand von „theoretischen Anschauungen" und von theoretischer Postulierung meinerseits. Ich weiss nicht, was Herr Kaufmann unter dem Worte „theoretisch" sich denkt; ich meinerseits nenne meine bezüglichen Ausführungen nicht theoretisch, sondern eine Extrapolation, sie sind unabhängig von jeder theoretischen Vorstellung über die Erscheinung und ausschliesslich auf thatsächliche Beobachtungen gegründet.

Herr Kaufmann wiederholte meine Messungen „unter Benutzung von Elektroden, die mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch sind", nämlich von U-förmigen Platindrahtelektroden. Es sind zwei Dinge auseinanderzuhalten, nämlich erstens die Abhängigkeit der Elektrodenspannung (V) von grösseren Elektrodenabständen (l), zweitens die Elektrodenspannung bei sehr kleinem Elektrodenabstand.

Für grössere Elektrodenabstände findet Herr Kaufmann nun auch nahezu geradlinigen Verlauf der V, l-Kurve, was ich bereits früher gefunden hatte. Doch liegen seine Kurven um etwa 30 Volt höher als die meinigen. Als er indes die Kathode (für $i = 9{,}6$) künstlich auf Gelbglut erhitzte, erhielt er eine Kurve, die nahezu mit der von mir erhaltenen zusammenfällt. Dadurch bestätigt Herr Kaufmann ebenfalls meine Beobachtungen. Bei meinen Versuchen befand sich nämlich der kathodische Platindraht allein durch die Wirkung des Glimmstromes auf Rot- bis Weissglut, wie ich ausdrücklich bemerkte. Eine künstliche sekundäre Erhitzung auf Gelbglut mit 12 Ampère Heizstrom, wie Herr Kaufmann thun konnte, verbot sich in meinen Versuchen von selbst, da sonst der Platindraht beim Schliessen des Glimmstromes durchgebrannt wäre. Hieraus folgt, dass Herr Kaufmann in seiner „fast identischen" Elektrodenanordnung eine beträchtlich tiefere Kathodentemperatur gehabt haben muss als ich. Um eine beträchtliche Abkühlung der Platinelektroden zu vermeiden, war in meinen Versuchen die Dicke der sie haltenden Kupferstifte nur zu 1,5 mm gewählt, ferner waren diese erst in einem Abstand von 5 cm von der Lötstelle auf die abkühlende Unterlage befestigt. Sollte Herr Kaufmann die „identische" Versuchsanordnung benutzt haben? Er giebt an, dass eine bloss die vordere Biegung freilassende Asbestunterlage den in der Hitze weich werdenden Draht bei der künstlichen Erhitzung vor Verbiegungen schützte.

Bei der Temperatur der Gelbglut des kathodischen Drahtes in Herrn Kaufmanns und in meinen Messungen ist eine gute Übereinstimmung zwischen ihnen für grössere Elektrodenabstände vorhanden. Um so mehr muss ihre Abweichung voneinander bei kleinem Elektrodenabstand auffallen. Nach meinen Beobachtungen verläuft die V, l-Kurve für sehr kleine Elektrodenabstände unter den von mir benutzten Versuchsbedingungen nahezu horizontal. Dies hatte Herr Kaufmann angezweifelt, für seine Kupferelektroden hatte er für kleine Elektrodenabstände denselben Verlauf wie für grössere angegeben, sogar für den Abstand Null einen Wert von V im Betrage von 280—310 Volt in seinen Kurven eingezeichnet. In seinen Messungen mit Platindrahtelektroden findet er nun zwar auch einen anderen Verlauf der V, l-Kurve für sehr kleine Elektrodenabstände als für grössere, aber dieser Verlauf ist gerade im Gegensatz zu meinen Beobachtungen nicht horizontal, sondern sehr steil. Während in meinen Beobachtungen die Elektrodenspannung auf 340—350 Volt für kleine Elektrodenabstände stehen blieb, sinkt sie bei Herrn Kaufmann bis zu 302 Volt.

Nachdem Herr Kaufmann am Anfang seiner Mitteilung bemerkt hat, dass seine Elektroden „mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch" waren, stellt er seine und meine Kurven auffallend in derselben Figur nebeneinander.

Man kann nun in einer Streitfrage, wie sie hier vorliegt, zwei Wege einschlagen. Man kann einmal den Gegensatz, in dem eigene ad hoc unternommene Beobachtungen zu gegnerischen stehen, als interessantes Hauptresultat in einer besonderen wissenschaftlichen Abhandlung herausarbeiten und mehr oder weniger klar die Unzuverlässigkeit der gegnerischen Beobachtungen andeuten. Diese Methode entbehrt nicht eines gewissen Reizes des Persönlichen und Subjektiven. Vielleicht ist aber die zweite mehr positive Methode für den Fortschritt der Wissenschaft nützlicher. Man kann nämlich mit seinem Urteil etwas weniger schnell

fertig sein und sich die Frage vorlegen, ob denn wirklich die Versuchsbedingungen „genau identisch" waren, ob nicht vielleicht der eine von den Beobachtern eine andere, neue Erscheinung in den Händen hatte, ohne sie im Eifer als solche zu erkennen.

Es giebt nun in der That eine neue eigenartige elektrische Erscheinung, die zwischen erhitzten Elektroden von sehr kleinem Abstand in freier Luft auftreten kann. Zwei Platindrähte können geometrisch vollkommen kongruent sein, können dem blossen Auge absolut keinen Unterschied zeigen und doch können sie sich als Kathoden eines Stromes durch ein Gas total verschieden verhalten. Man braucht auf den einen Platindraht nur eine Spur von Calciumoxyd oder von gewissen anderen Verbindungen zu bringen und er wird sich als Kathode in einem Gase ganz anders verhalten als ein reiner Platindraht.

Reiner Platindraht giebt bis zur Temperatur der Rotglut denselben konstanten Wert des normalen Kathodenfalles für den Glimmstrom.[1]) Ist dagegen der Draht durch gewisse Metallverbindungen wie Calciumoxyd oberflächlich verunreinigt, so zeigt sich schon unterhalb der Temperatur der Rotglut ein starkes Sinken des Kathodenfalles, wie Wehnelt[2]) festgestellt hat. Diese Erscheinung beruht darauf, dass jene Verbindungen bei höherer Temperatur negative Elektrizität in grosser Dichte ausstrahlen. Ich habe schon vor längerer Zeit beobachtet, dass an einer Reihe von Metalloxyden der Glimmstrom leicht in den Lichtbogen sich verwandelt unter einer gleichzeitigen beträchtlichen Abnahme der Elektrodenspannung (diese Zeitschr. **5**, 81, 1904). Ferner legte ich dar, wie man mit einer Kathode, beispielsweise hochtemperierter Kohle, welche negative Elektrizität ausstrahlt, einen „sekundären Glimmstrom" erhalten kann, der sich nur in der Grösse des Kathodenfalles von dem gewöhnlichen Glimmstrom unterscheidet (diese Zeitschrift **5**, 55, 1904). Bei orientierenden Versuchen ergab sich, dass der gewöhnliche Glimmstrom in freier Luft durch die Gegenwart von Calciumoxyd bei grösseren Elektrodenabständen wenig gestört wird, dagegen bei kleinem Abstand leichter in den Lichtbogen überspringt. Über den grossen Unterschied, welchen ein reiner und ein mit Oxyd verunreinigter Platindraht als Kathode bei sekundärer Erhitzung und kleinem Elektrodenabstand zeigen, wird von Herrn Tufts und mir eingehend berichtet werden.

Ich habe meine von Herrn Kaufmann angefochtenen Untersuchungen an reinen Platinelektroden angestellt. Ich hielt sie von vornherein nicht für definitive, die Erscheinung lässt vorderhand keine Präzisionsmessungen zu, für genaue, auf Gesetze und Konstanten abzielende Messungen schien sie mir noch nicht genügend in ihren Bedingungen analysiert zu sein. Eine schnelle Wiederholung der Messungen ad hoc ausser Zusammenhang mit den übrigen in Betracht kommenden Fragen scheint mir zwecklos. Ich gedenke indes die Erscheinung zum Gegenstand einer ausgedehnten experimentellen Untersuchung zu machen, sobald ich Zeit gewinne.

Der ganze Streitfall an sich schien mir von vornherein nicht bedeutend genug zu sein, die Leser einer wissenschaftlichen Zeitschrift zu behelligen. Ich glaubte indes für ein allgemeines Interesse einzutreten, wenn ich die wenig begründeten Angriffe des Herrn Kaufmann zurückwies und die Polemik bis zum Ende durchführte. Es sei mir gestattet, im allgemeinen Interesse der Ökonomie der wissenschaftlichen Forschung den Wunsch auszusprechen, dass eine Polemik, wie sie sich hier entwickelte, vermieden werden möge, indem abweichende Versuchsresultate mit mehr Rücksicht auf die Verschiedenheit der Versuchsbedingungen beurteilt werden mögen. Ich habe einen Einblick in die grosse Litteratur über die elektrischen Erscheinungen in Gasen gewonnen und habe einen grossen Teil der Arbeiten über Lichtemission durch feste Körper und Gase gelesen und gefunden, dass die wissenschaftliche Entwickelung weniger durch Untersuchungen von überwiegend hypothetischem oder qualitativem Charakter gehindert wurde, da deren Schwächen jedermann leicht auffielen. Vielmehr wurde sie häufig gehemmt durch Untersuchungen, welche ohne vorherige wirkliche Analyse einer Erscheinung, ohne Variation der Versuchsbedingungen und ohne Aufsuchung einer guten Methode, für eine spezielle Versuchsanordnung die Skalen von Instrumenten mit peinlicher Genauigkeit ablasen, ihre Messungen in einer Interpolationsformel wiedergaben, diese Gesetz benannten, Zuerkennung grosser Genauigkeit beanspruchten und durch Angriffe auf Resultate anderer unter anderen Versuchsbedingungen eine unfruchtbare Polemik herbeiführten.

Göttingen, 16. Januar 1904.

(Eingegangen 16. Januar 1904.)

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **1**, 638, 1900; J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 12, 1903.
2) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 1903, S. 150.

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse.

Von W. Biegon von Czudnochowski.

§ 1. Ist auch der Lichtbogen an sich eine ziemlich gut definierbare Entladungsform, so hängt sein Charakter im einzelnen doch in sehr hohem Grade von der Beschaffenheit seiner Elektroden ab. Als nicht Lichtbogen bildend können nur wenige Stoffe gelten, die grosse Zahl der Lichtbogenbildner lässt sich aber, wie ich an anderer Stelle[1]) näher ausgeführt habe, in Gruppen einteilen derart, dass die Glieder jeder Gruppe dem Lichtbogen je einen besonderen Typus verleihen. Die erste Gruppe, Elektroden erster Art, bilden alle diejenigen, welche fast ausschliesslich aus Kohle bestehen, zur zweiten Gruppe gehören diejenigen Elektroden, welche in erheblichen Mengen Metallverbindungen enthalten zur Färbung des Bogens und zur Ökonomieverbesserung (z. B. die sog. „Effektkohlen"); zu einer dritten Gruppe kommen wir folgerichtig, wenn wir, um die Vorteile der erwähnten Beimengungen in höchstem Masse zu erhalten, die Kohle ganz fortlassen. Die so sich ergebenden Mischungen aus Metallverbindungen verschiedener Art, z. B. Magnesia, Fluorcalcium, Chrom- oder Nickeloxyd (E. Rasch, 1899) sind aber als Leiter zweiter Klasse nicht imstande, ohne weiteres durch Berührung miteinander zwischen sich einen Lichtbogen entstehen zu lassen, sondern bedürfen einer besonderen, entweder einmalig oder dauernd, erwärmend wirkenden Einrichtung, z. B. eines Hilfslichtbogens zwischen gewöhnlichen Kohlestäben. Der Erste, der solche Elektroden dritter Art ausdrücklich zur Verbesserung der Ökonomie und zur Färbung des Lichtes anwenden wollte, war Jablochkoff (1876)[2]) und zwar in einer besonderen Abänderung seiner „Kerze", einige bezgl. Beobachtungen machte Nernst, eingehend bearbeitet ist der Gegenstand dann von E. Rasch (D. R.-P. 117 214 und 137 788); dem im Pat. 137 788 gegebenen allgemeinen Prinzip derartiger Anordnungen entspricht die oben erwähnte von Jablochkoff bereits vollkommen, ihre Umkehrung ist Gegenstand des D. R.-P. 138 348 (Conradty)[3]). Der spezifische Wattverbrauch dieser Elektroden ist verhältnismässig ziemlich gering das von ihnen ausgestrahlte Licht giebt ein diskontinuierliches Spektrum. Der Lichtbogen zwischen solchen Elektroden dritter Art erscheint mir nun einer etwas grösseren Beachtung, als ihm bisher zu teil geworden, wohl wert, da er in verschiedener Hinsicht Anlass zu interessanten Betrachtungen giebt, worüber im nachstehenden einiges gesagt werden soll.

§ 2. Jeder Lichtbogen ist eine Gasentladung, für deren Charakterisierung ausser der Spannung E_b und der Stromstärke $\mathcal{J}$ noch die in der Hauptsache ceteris paribus den Widerstand und damit den Energieverbrauch im Entladungsraum beeinflussende Länge der Entladungsbahn im Gasraum, L, von Bedeutung ist. Die allgemeinen Beziehungen dieser drei Grössen werden dann dargestellt durch

$$\mathcal{J} = \mathfrak{F}(E_b L). \qquad (1)$$

Jenachdem wir nun $\mathcal{J}$ oder L unveränderlich machen, erhalten wir zwei Spezialfälle; der Zusammenhang zwischen $\mathcal{J}$ und E für $L = const$ wird dargestellt durch die sog. Charakteristik, welche — bei denselben Elektroden, also veränderlicher Stromdichte — im Bogen etwa auftretende Änderungen allgemein zu erkennen giebt, setzen wir $\mathcal{J} = const$, so erhalten wir eine den Zusammenhang zwischen Spannung und Bogenlänge darstellende Schaulinie, aus deren Verlauf sich ebenfalls mancherlei Schlüsse ziehen lassen. Man hat nun vielfach versucht, für diese letztere Beziehung eine Gesetzmässigkeit aufzufinden, ist aber bisher zu einem befriedigenden Ergebnis nicht gelangt, da man einfache Linien, nämlich Gerade, nur in bestimmten Fällen erhält; es lässt sich aber auch, wenn die Abweichungen von einer Geraden nicht zu gross sind, allgemein die Beziehung benutzen:

$$E = a + \frac{\gamma}{\mathcal{J}} + L\left(\beta + \frac{\delta}{\mathcal{J}}\right) = m + n \cdot L. \qquad (2)$$

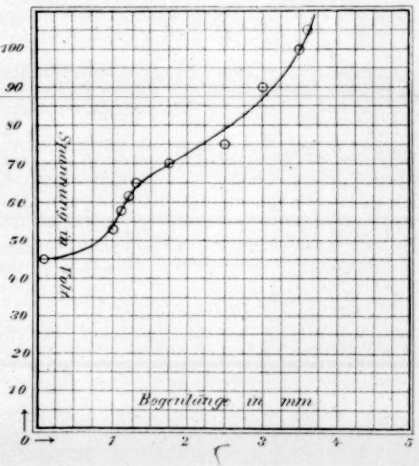
Die Werte der beiden Konstanten m und n sind demnach von der Stromstärke abhängig. Die Gültigkeit eines solchen „Gerade-Linien-Gesetzes" würde andeuten, dass die Verhältnisse sehr einfach sind, bezw. würde dies voraussetzen; dies ist nun bei Anwendung von Homogenkohlen und Gleichstrom der Fall und hierfür ist daher das erwähnte Gesetz vollkommen bestätigt gefunden (H. Ayrton). (Bezüglich des ruhigen Hochspannungwechselstrombogens zwischen Metallelektroden [$E_{b\,max} = 1200$ V. $\mathcal{J} = 0{,}3 - 0{,}5$ Amp.] kommen Ch. Eug. Guye und B. Monasch auf Grund ihrer Versuche zu dem Schluss, dass „la rélation qui unit le voltage et la longueur de l'arc peut être re-

1) Berichte d. Dtsch. phys. Ges. 1, 156—176, 1903. — Im Auszuge: „Les arcs-flammes ou arcs à effets", L'éclairage électrique **35**, 344—348, 1903 und L'Elettricità **22**, 602—603, 1903, „Gli archi ad effetto".

2) H. Fontaine, Eclairage à l'Électricité, Paris 1877, p. 44—46.

3) Eine ganze Reihe von Patenten betrifft Anordnungen, welche mit den beschriebenen verwandt sind, bei denen aber der in normaler Weise gebildete Lichtbogen einen elektrolytischen Glühkörper erhitzt, ohne zwischen zwei solchen einen Elektrolytbogen zu erzeugen. (Muirhead 1886, Körting & Mathiesen 1898, 1899, J. A. Fleming 1899, A. Hannanh 1901 u. A.)

présentée par une ligne droite, l'intensité du courant demeurant constant" [1]). Ist aber z. B. eine Elektrode eine Dochtkohle, so ist ein Einfluss der Dochtmasse zu erwarten, und man erhält auch wirklich in diesem Falle keineswegs Gerade; Versuche mit Wechselstrom in dieser Hinsicht liegen bisher nicht vor.[2]) Beim Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse lassen nun schon von vornherein die für sein Zustandekommen notwendig zu erfüllenden Bedingungen es wahrscheinlich erscheinen, dass sich bei genauerer Untersuchung die Verhältnisse als recht verwickelt erweisen, also kein „Gerade-Linien-Gesetz" ergeben dürften. Ausführliche Mitteilungen über den Gegenstand fehlen leider bisher so gut wie vollständig; Herr Rasch giebt[3]) für die E_b-L = Linie nur ein, demnach wohl als typisch anzusehendes, brauchbares Beispiel für sog. „mittelharte" Elektroden bei Wechselstrom, dem folgende Beobachtungen zu Grunde liegen (aus der betr. Figur entnommen):



L =	0,1	1,0	1,1	1,2	1,3	1,75	2,5	3,0	3,5	3,6 mm
E_b =	45	53	58	62	65	70	75	90	100	105 Volt

Sucht man mit Herrn Rasch die Beobachtungen durch eine Gerade darzustellen, so findet man Abweichungen gegen diese bis zu + 8,25 Proz. bezw. —8,62 Proz., was auf beträchtliche Beobachtungsfehler schliessen liesse; ich vermag aber keinen zwingenden Grund zu erkennen dafür, die Beobachtungen nicht so zu verwerten, wie sie sind, wobei man, wie vorstehende Figur zeigt, eine Kurve von ganz eigentümlichem Charakter erhält, insofern nach ihr mit wachsendem L die Spannung erst sehr langsam, dann bei $\sim L = 1{,}0$ mm sehr rasch ansteigt, um dann wieder ein langsames und allmählich zunehmendes Anwachsen zu zeigen, ein Verlauf, wie er übrigens ähnlich mehrfach an Kohle-Lichtbögen erhalten worden ist (vgl. Voit, Der elektr. Lichtbogen; Fig. 10, 11 und 29. — H. Ayrton, The electric arc, fig 45, 46 und 48). Es handelt sich nun um die Frage, ob und welche Gründe sich dafür angeben lassen, dass die Annahme eines solchen Verlaufes der $E_b = \mathfrak{F}(L)$-Kurven gerechtfertigter ist als der einer Geraden.

Die Elektroden müssen zunächst durch Vorwärmen erst leitend gemacht werden, d. h. es muss gewissermassen in ihnen eine Dissoziation hervorgerufen werden, welche ihrerseits erst die Leitung ermöglicht; dies führt zu der weiteren Annahme, dass ein erheblicher Teil der dauernd zugeführten elektrischen Energie verbraucht wird allein zur Aufrechterhaltung des Dissoziationsgrades durch Gleicherhaltung der denselben bedingenden hohen Temperatur. Zu diesen Vorgängen in den Elektroden treten dann noch die Vorgänge im Gasraum selbst. Die hohe Temperatur bewirkt wahrscheinlich eine Ionenverdampfung an der Elektrodenoberfläche, sodann eine Ionisierung der Gasmasse, endlich dürfte auch noch die Wirkung des infolge ihrer hohen Temperatur von den Elektroden ausgestrahlten kurzwelligen Lichtes von merkbarem Einflusse sein.[1]) Das Entstehen eines Lichtbogens zwischen festen Leitern zweiter Klasse ist also gewissermassen gebunden an eine vorherige fremde Einwirkung auf die den Bogen bildenden Teile, Elektroden und Gasraum, d. h. eine fremde Ionisierung. In solchem Falle kann man nun, wenn N_i die Zahl der pro Zeit und Volumeneinheit gebildeten, N_m die Zahl der unter denselben Umständen durch Molisierung *(recombination)* verschwindenden Ionen, n_p die Zahl der positiven, n_n die der negativen Ionen, ferner

1) Recherches sur l'arc alternatif de très faible intensité jaillissant entre électrodes métalliques". Léclairage électrique **34**, 305—319, 1903. — Vgl. auch B. Monasch, Der elektr. Lichtbogen bei Gleichstrom und Wechselstrom; Berlin, J. Springer, 1904.

2) Die Messungen von Heubach (1892) bieten nicht genügend Material.

3) E. T. Z. **22**, 155—157, 1901.

1) Für den Kohlebogen hat unlängst Hallwachs (Ann. d. Phys. **13**, 38—64, 1004) eingehend nachgewiesen, — was allerdings schon H. Hertz festgestellt hatte (Ausbreitung der elektr. Kraft. 85—86) — dass die lichtelektrisch wirksame Strahlung ausschliesslich von den leuchtenden Gasen: dem eigentlichen Bogen ausgesandt wird. Bei dem „Bogen zwischen Leitern zweiter Klasse" ist der eigentliche Bogen minimal, es dürfte also hier in Anbetracht des Umstandes, dass nach E. Rasch die Temperatur weit höher als beim Kohlebogen ist, mit der Möglichkeit gerechnet werden können, dass die Verhältnisse umgekehrt sind, d. h. dass beim Elektrolytbogen die hocherhitzen Elektroden durch ihre kurzwelligen Strahlen sich vielleicht gegenseitig lichtelektrisch beeinflussen.

E_b die Elektrodenspannung $\mathcal{J}$ die Stromstärke, L die Länge des Gasraumes, ε die Ladung eines Ions und der Querschnitt des Gasraumes $= 1$ ist, zunächst setzen[1]):

$$N_m = -\varkappa \cdot n_p \cdot n_n = -\varkappa \cdot n^2 \qquad (3)$$

In der Zeiteinheit verschwinden durch Stromleitung aus der Volumeneinheit $\frac{\mathcal{J}}{L \cdot \varepsilon}$ und für den Gleichgewichtszustand ist dann:

$$N_i - \varkappa \cdot n^2 - \frac{\mathcal{J}}{L \cdot \varepsilon} = 0 . \qquad (4)$$

Nimmt man das Spannungsgefälle zwischen den Elektroden als räumlich konstant an, nämlich $= \frac{E}{L}$, und führt man ausserdem noch die bezüglichen spezifischen Ionengeschwindigkeiten v_p und v_n ein, so geht obige Gleichung in folgende:

$$N_i - \varkappa \frac{\mathcal{J}^2 L^2}{E_b^2 \cdot \varepsilon^2 (v_p + v_n)^2} - \frac{\mathcal{J}}{L \cdot \varepsilon} = 0 \qquad (5)$$

und diese für sehr grosse Werte von E_b infolge Verschwindens des zweiten Gliedes in

$$\mathcal{J}_{max} = N_i \cdot L \cdot \varepsilon \text{ über.} \qquad (6)$$

Hieraus folgt, dass bei konstanter Ionisierung N_i der Maximalstrom $\mathcal{J}_{max}$ dem Elektrodenabstand proportional ist — bei $E_b = const$ — und dass in der Nähe des Sättigungszustandes — dem eben $\mathcal{J}_{max}$ entspricht — $\mathcal{J}$ mit zunehmendem Elektrodenabstand wächst, demnach also eine dünnere Gasstrecke einen grösseren Widerstand zeigt als eine dickere (vgl. J. J. Thomson, Entladung der Elektrizität durch Gase, S. 27); dem würde bei $\mathcal{J} = const$ entsprechen, dass die Spannung nicht der Länge proportional, sondern bei grösserer Länge relativ zu klein ist. Der konstante Wert von $\mathcal{J}$ wird bei bestimmtem Elektrodenabstand gerade gleich dem zugehörigen Sättigungsstrom $\mathcal{J}_{max}$ sein; wird der Elektrodenabstand (L) dann grösser, so wird nunmehr das betr. $\mathcal{J}_{max}$ grösser sein als $\mathcal{J}$. Wir haben es nun beim Elektrolytbogen in den Versuchen von Rasch mit einer Wechselstromentladung zu thun und es wird daher, da die Ionengeschwindigkeit abhängt vom Spannungsgefälle, wenn E_b nicht proportional L, sondern langsamer wächst, bei einer bestimmten Bogenlänge die Ionengeschwindigkeit einen solchen Wert haben, dass während einer Halbperiode die Ionen nicht mehr bis zur anderen Elektrode gelangen können; diese „kritische Bogenlänge" würde in der graphischen Darstellung durch plötzlichen steilen Anstieg der Schaulinie sich zu erkennen geben.[1]) Weiter kann dann zu der als bisher allein vorhanden angenommenen „fremden" Ionisierung durch das Vorwärmen und die Aufrechterhaltung der durch dasselbe hervorgebrachten Temperatur noch eine elektrische Ionisierung infolge der Spannungserhöhung hinzutreten, welche bewirken würde, dass nunmehr infolge der jetzt vergrösserten Leitfähigkeit des Gasraumes der Anstieg der Spannung mit wachsendem L wieder klein wird. Einem solchen Verlauf der Erscheinung würde nun eine Kurve von der Form der beistehend mitgeteilten recht gut entsprechen; wir hätten dann den Elektrolytbogen als eine gemischt unselbständige Strömung aufzufassen, d. h. eine ursprünglich, weil durch fremde Ionisierung ermöglicht, rein unselbständige, die später in eine teilweise selbständige Strömung übergeht, indem sie dann selbst durch Schaffung von Ionen zur Leitfähigkeit des Gasraumes beiträgt (vgl. hierzu J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 184). Hieraus wäre dann zu folgern, dass man, wenn die hohe Temperatur der Elektroden auf andere Weise ganz unabhängig hervorgebracht und erhalten würde, schon mit sehr geringen Spannungsdifferenzen den Bogen müsste er- und unterhalten können. Welche Einwirkung dann noch die Vorgänge in den Elektroden selbst auf die Beziehungen zwischen Spannung und Bogenlänge haben, und welcher Art diese Vorgänge sind, entzieht sich vorläufig unserer Beurteilung; diese Einwirkung ist aber sicher in den bisherigen Versuchsergebnissen mit enthalten, da die gemessene Spannung die Summe der Spannungen an Elektroden und Bogen ist. Nach alledem darf es wohl als ausgeschlossen angesehen werden, dass die Beziehungen zwischen Bogenlänge und Spannung beim Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse derartig einfache sind, dass sie sich durch eine Gerade darstellen lassen; es ist nur zu wünschen, dass dieser zweifellos sehr interessante Gegenstand demnächst eingehenderer Untersuchung unterzogen werde.[2])

§ 3. Von den besonderen Eigenschaften

1) J. J. Thomson, Die Entladung der Elektrizität durch Gase, 24—28, 1900; J. Stark, die Elektrizität in Gasen, 43—45, 1902.

1) Wenn die vorstehenden Ausführungen sich als richtig erweisen sollten, so würde man vielleicht auf diesem Wege zu einer Bestimmung der Ionengeschwindigkeit im Bogen gelangen können.

2) Herr Rasch unterscheidet je nach geringem, mässigem oder hohem Kaltwiderstande „weiche", „mittelharte" und „harte" Elektrolytelektroden, von denen seinen Mitteilungen zufolge die „mittelharten" allein Aussicht auf Anwendbarkeit haben; aus den von ihm mitgeteilten Messungen an „weichen" Elektroden über die Beziehungen zwischen E_b und L ist nichts zu entnehmen, wie auch Herr Rasch selbst von diesen Messungen sagt, dass sie irgendwelche Schlüsse nicht gestatten, die betr. Elektroden wegen der Neigung, glühendflüssige Brücken zwischen ihren Enden zu bilden, vielmehr sehr schlechte Lichtbogenbildner sind.

eines Lichtbogens hängt nun auch die Möglichkeit seiner Verwendung ab, wobei vor allem seine Regelungsfähigkeit, d. h. die Vorbedingungen für Gleicherhaltung seiner elektrischen Grössen durch eine ihren unvermeidlichen Schwankungen entsprechende Elektrodenverschiebung, von Wichtigkeit ist. Eine hierauf bezügliche Betrachtung darf sich aber nicht auf den Bogen beschränken, da die zunächst als konstant anzunehmende E. M. K. der Elektrizitätsquelle stets durch Zuleitungen mit ohmischem Widerstande mit den Elektroden verbunden ist (vgl. J. Stark, l. c., S. 178—180). Eine Vorrichtung, welche die Aufgabe hat, dauernd selbstthätig einen Bogen von bestimmten Eigenschaften zu unterhalten, ist eine „Bogenlampe"; eine solche muss, da der im wesentlichen für $\mathcal{J}$ und E_b massgebende Widerstand W_b von der Bogenlänge L abhängt, bei zu grossem bezw. zu kleinem L die Elektroden einander nähern, bezw. sie voneinander entfernen. Diese Elektrodenverschiebung besorgt das Lampen-„Werk" in Abhängigkeit von den Abweichungen der Lichtbogenkonstanten von ihren Normalwerten; ist L zu gross, so ist ΔW_b positiv, also E_b zu gross, bei zu kleinem L ist dagegen ΔW_b negativ und $\mathcal{J}$ zu gross, diese Veränderungen lassen sich durch Spulenkombinationen auf das Werk und damit auf die Elektroden übertragen. Ist nun für irgend einen Fall die Neigung der Schaulinie $E_b = \delta(L)$ grösser als in einem anderen, so wird in jenem demselben Bogenlängenunterschied ΔL ein grösserer Spannungsunterschied ΔE_b entsprechen, als in diesem, oder umgekehrt in letzterem einem bestimmten ΔE_b ein grösseres ΔL als in ersterem; gleicher prozentualer Widerstandsänderung wird aber gleiche Spannungsänderung entsprechen, demnach im ersten Falle eine geringere absolute Längenänderung als im zweiten. Bezeichnen wir den unveränderlichen Widerstand der Zuleitungen mit W_z, so ist der Einfluss der durch $+\Delta L$ verursachten ΔW_b auf den Energieverbrauch im Bogen sehr verschieden, je nach dem Verhältnis $W_z : W_b$, und zwar ist für positives ΔW_b also auch positives ΔE_b die Energieänderung ΔA_b (in %) für:

$W_z < W_b$ . . . . . ΔA_b negativ,
$W_z = W_b$ . . . . . $\Delta A_b = 0$,
$W_z > W_b$ . . . . . ΔA_b positiv;

von den Energieänderungen hängt aber die grössere oder geringere Konstanz der Lichtstärke des Bogens ab, die doch möglichst gross sein soll, also möglichst kleines ΔA_b verlangt und um dieses zu erreichen, möglichst kleines ΔW_b bezw. ΔL gestatten.[1]) Es wird demnach cet. par. die mechanische Ausführung des Regelwerks einer Lampe um so feiner sein müssen, je steiler die $E_b =$ Kurve für die benutzte Elektrodenart, je grösser $\frac{\Delta E_b}{\Delta L}$ bezw. $\frac{dE_b}{dL}$ ist, da in diesem Falle gleicher Reguliergenauigkeit eine geringere Elektrodenbewegung entspricht.[1]) Es muss also eine Bogenlampe in ihrer Einrichtung durchaus der Eigenart der für sie bestimmten Elektroden bezw. des zwischen ihnen gebildeten Bogens entsprechen; je höher die Spannung des Bogens und je kleiner gleichzeitig seine Länge, um so geringer muss für eine bestimmte Regulierempfindlichkeit die Regulierbewegung sein, und um so schwieriger wird die Herstellung eines geeigneten Lampenmechanismus. Was nun den Bogen zwischen Leitern zweiter Klasse anbetrifft, so ist zunächst seine Spannung bei kleiner Länge relativ sehr hoch[2]); ferner ist, wenn wir als richtig annehmen, was die Figur sagt, $\frac{dE}{dL}$ stellenweise sehr gross, stellenweise recht klein. Wir würden also, wenn unsere Lampe mit $\sim L = 1$ mm brennte, grosse Spannungs- bezw. Energieänderung bei kleinem ΔL erhalten, bei $L = 1{,}5$ mm dagegen nur geringes ΔA_b, könnten also durch Erhöhung der Normalspannung infolge der dadurch bewirkten grösseren Bogenlänge über die Schwierigkeit hinwegkommen, dass im Mittel die Spannung mit der Bogenlänge weit schneller ansteigt als bei den bisher gebräuchlichen — gewöhnlichen — Bogenlampen[3]) und — immer vorausgesetzt, dass die E_b-$L =$ Kurve die in der Figur dargestellte Form hat — auf ganz gleiche Regulierverhältnisse kommen, wie bei diesen, wobei allerdings die Notwendigkeit eines Hilfslichtbogens immerhin noch lästig ist. Ein Übelstand scheint mir aber noch in der Ab-

1) Ausgehend von den nach dem Ohmschen Gesetz bestehenden Beziehungen zwischen Spannungen, Widerständen und Stromstärke erhält man für konstante Netzspannung (E) durch Differentiation und Einführen der prozentualen Änderungen wie $100 \cdot \frac{dE_b}{E_b} = \Delta E_b$ die folgenden Gleichungen:

$$\Delta W_b = \Delta E_b - \Delta \mathcal{J}, \quad -\frac{W_z}{W_b} = \frac{\Delta E_b}{\mathcal{J}}, \quad \Delta A_b = \Delta E_b + \Delta \mathcal{J},$$

woraus sich obenstehende Beziehungen ergeben.

1) Ausser durch den Abbrand und die dadurch sowie die durch Inhomogenität der Elektroden veranlassten Längen- bezw. Widerstandsänderungen des Bogens wird seine Konstanz auch noch beeinflusst durch die unvermeidlichen Spannungsschwankungen der Stromquelle, die „Netzschwankungen".

2) Die von E. Rasch schon in seiner früheren Arbeit, wie auch in seiner „Erwiderung" (Berichte d. dtsch. phys. Ges. 1, 276—286, 1903) vertretene gegenteilige Ansicht beruht auf Vergleichung mit einem Gleichstrombogen zwischen 2 Homogenkohlen, während er selbst Wechselstrom verwandt hat (s. oben).

3) Bei diesem Vergleiche kommt einzig und allein der Wechselstrombogen zwischen zwei Dochtkohlen in Betracht, wie er von Heubach (1892) untersucht.

hängigkeit des Leitungswiderstandes der Elektroden von der Temperatur zu bestehen, was u. U. bei Stromschwankungen recht merkliche Widerstandsänderungen zur Folge haben und durch diese und deren fernere Rückwirkung auf die Stromstärke merkbare Inkonstanz des Lichtes bewirken muss.

Berlin, Dezember 1903.

(Eingegangen 3. Januar 1904.)

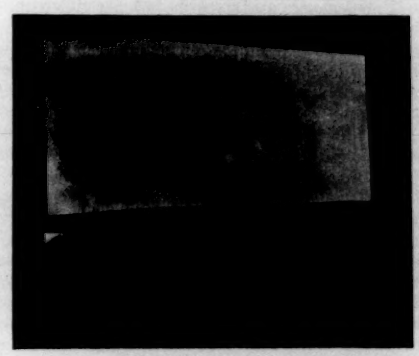
Neue Strahlen oder eine neue Emanation.

Von J. J. Taudin Chabot.

Nach einem (späterer Mitteilung vorbehaltenen) Versuch über Radioaktivität als etwaige Begleiterscheinung der Piezoelektrizität, wozu ich aus dem Würzburger physikalischen Institut durch liebenswürdiges Entgegenkommen seines derzeitigen Leiters, des Herrn Professors W. Wien, die Röntgenschen Quarzstäbchen[1]) benutzen konnte, entschloss ich mich zu prüfen, inwiefern Selen, in der Modifikation des lichtempfindlichen Elektrizitätsleiters, von radioaktiven Erscheinungen, speziell solchen, die sich durch Affizierung der sog. photographischen Platte bekunden, begleitet sein kann. — Eine der Pyroelektrizität, welche Piezoelektrizität durch thermische Deformation bedeutet, analoge Erscheinung hat bekanntlich Korda[2]) an Schwefelkrystallen beobachtet, um dann, auf Grund von ähnlich zu vermutenden Verhältnissen beim Selen, eine Erklärung der Lichtempfindlichkeit dieses Stoffes zu versuchen.

Ich benutzte eine sogenannte „Selenzelle", Shelford Bidwellscher Bauart[3]), deren wirksame Masse auf Platindraht schön gleichmässig aufgetragen war. Ihre Lichtempfindlichkeit als Stromleiterin ist, wie ich mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers in einer besonderen Beobachtungsreihe feststellte, und wie wohl kaum anders möglich, nicht über die ganze Fläche gleich, insofern der Widerstand nicht proportional mit der Fortbewegung des messingenen Schieberdeckels abnimmt; das Maximum liegt, wo die Schieberöffnung (Spaltbreite) sich von 16 auf 26 mm vergrössert.

Die seit vielen Wochen ganz verdunkelt gewesene Platin-Selenfläche wurde bei nur rotem Licht mit einer auf Celluloid aufgetragenen erstarrten Bromsilbergelatine-Emulsion, der ein „gelb" und „grün" absorbierender Sensibilisator zugesetzt war, bedeckt, zwischen beiden ein rechtwinklig umgebogenes Aluminiumstreifchen als Vergleichsmarke gelegt und das Ganze während 48 Stunden wiederum im Dunkeln aufbewahrt. Sodann wurde in ganz gleicher Weise, unter Verwendung nur einer neuen Bromsilbergelatineschicht, der Versuch wiederholt, als während 48 Stunden ein Strom von ca. 110 Mikroampère das Selenpräparat passierte; wiederholte Spannungsbeobachtungen während der Exposition mittels eines nach 0,2 Volt Skalenintervallen geeichten Voltmeters (Deprez-d'Arsonval-Typus) zeigten bis zum Schluss einen Abfall von noch nicht einem halben Skalenteil der Beginnspannung (6 Volt). Als Nebenschluss wirkte der sehr lose aufliegende Aluminiumwinkel nicht in merkbarem Masse.



Nach sogenannter Entwicklung der Bromsilbergelatine-Emulsionen (mit „Adurol") ergaben sich „Negative", deren „Positive" folgendes erkennen liessen:

Im ersten Falle erschienen helle Spuren, anscheinend Konturen des Aluminiumwinkels, auf dunkelem Grunde, im zweiten resultierte die volle dunkle Silhouette des Winkels ohne Details, auf einem hellen Grunde, mit Andeutungen von noch helleren feinen Querstreifen. Bei wiederholten Expositionen an der stromführenden Selenzelle, dauernd bis 8 Tage (192 Stunden), — und gleichzeitiger Beobachtung der Absorption durch verschiedene Stoffe (schon das gewöhnliche schwarze Papier zeichnete deutliche Silhouetten), — gelang es diese Streifen kräftiger hervorzubringen: sie entsprechen den parallelen Platindrähten, oder dem Selen zwischen je zwei solchen, oder, endlich, den Übergangsstellen, wo die heterogenen Leiter Platin und Selen (nach Shelford Bidwell[1]) sind vielleicht Metallselenide, denen

1) Ann. Ph. u. Ch. **275** (Wied. Ann. **39**) 16, 1890.
2) Journ. d. Ph. [2] **8**, 231, 1889.
3) „No. 67" aus der Fabrik P. J. Kipp & Zonen, J. W. Giltay opvolger, in Delft.

1) Phil. Mag. [5] **20**, 178, 1885.

nur Selen im Überschuss sich zugesellte, die eigentlich wirksamen Faktoren) zusammenstossen und wohl beim Stromdurchgang Peltiersche positive und negative Wärme abwechselnd entsteht, bei verschieden starken Strömen nach von Quintus Icilius[1]) diesen proportional, nicht den Quadraten.

Waren nun aber Eisen und Neusilber die zusammenstossenden Leiter (thermoelektrische Nadel), so wurde die angelegte Bromsilbergelatine-Emulsion nicht affiziert, wenn während 3 Stunden ein Strom von 0,07 Ampère die Kontaktstelle passierte, sei es, dass sich diese erwärmte (Richtung des positiven Stromes vom Eisen zum Neusilber), sei es, dass sie sich erkältete (Richtung des positiven Stromes vom Neusilber zum Eisen).

Erwärmung, andererseits, zweier Selenstäbchen[2]) allein im Kontakt mit einer *AgBr*-Gelatineschicht in schwarzes Papier gewickelt und lichtdicht eingeschlossen in eine Schachtel, zeigte bei nachträglicher Entwicklung gleichzeitig mit einer ausserhalb des Selenbereichs erwärmten Vergleichsschicht keinen nennenswerten Einfluss des Selens, indem nicht zu bemerken war, dass etwa die erstgemeinte Schicht eher „schleierte" als die andere, mochte auch die Erwärmung der ersten so weit getrieben sein, dass Selen an der Bromsilbergelatineschicht haftete. Ebensowenig entstand, wenn zwischen Selen und zu entwickelnder Schicht während der Erwärmung ein Streifchen Kupferblech sich befand, eine Silhouette desselben, noch auch brachte Erwärmung eines Platindrahts in gleicher Weise in Kontakt mit der *AgBr*-Gelatine eine entwickelbare Bildspur.

Fortgesetzte Variation der Versuche lenkte schliesslich die Arbeit in eine neue Bahn, weshalb weiteres eine zweite Mitteilung berichten soll. Es zeigte sich nämlich, dass auch die Rückseite der platindrahtbewickelten Plaquette die Bromsilbergelatine zu affizieren vermochte, indem hier ebenfalls von zwischengelegten Vergleichsmarken dunkle Silhouetten auf hellem Grunde (ein „Positiv") erzielt wurden. Die notwendige Dauer einer jeden Exposition lässt leider die Untersuchung nur langsam fortschreiten.

Ob das Ergebnis die Aussendung von Strahlen beweist, oder das Vorkommen einer Emanation (bezw. etwa das Hinaustreten einzelner Elektronen durch die Oberfläche der Leiter) bleibt zu entscheiden.

1) Ann. Ph. u. Ch. 165 (Pogg. Ann. **89**) 377, 1853.
2) Ebenfalls von der Firma P. J. Kipp & Zonen bezogen.

Degerloch (Wttbg.), 18. Dez. 1903.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Über das elektrische Nachleuchten und über die Wirkung des Radiums auf dasselbe.

Von J. Borgmann.

Ich habe schon in dieser Zeitschrift mitgeteilt, dass die von mir benutzten langen Röhren, welche axial eingeschmolzene dünne Platindrähte enthalten, zur Beobachtung des elektrischen Nachleuchtens sehr geeignet sind. Beobachtungen, welche ich seither bei sehr regem Anteil des Herrn A. P. Afanassieff angestellt habe, haben einige neue Resultate ergeben, worüber ich im folgenden Bericht erstatte.

Die Röhre, welche auf isolierenden Stützen gelagert ist, wird bis auf wenige Hundertstel Millimeter evakuiert. Der Draht in der Röhre wird mit einem Induktorpol verbunden. (Ein Induktorium, welches 3 cm lange Funken liefert, genügt vollkommen; es wurde von 2 Akkumulatoren gespeist.) Der zweite Induktorpol war geerdet; beide Induktorpole waren durch eine Funkenstrecke verbunden.

1. Die Richtung des Primärstromes im Induktor ist diejenige, bei welcher der mit der evakuierten Röhre verbundene Induktorpol positiv ist. Nach dem Aufhören der Wirkung des Induktoriums beobachtet man in der Röhre während 3—5 Minuten Aufleuchten, welches an verschiedenen Stellen eintritt. Dieses nur einige Augenblicke dauernde Leuchten des Gases ist ziemlich schwach.

2. Berührt man, während das Induktorium im Gange ist, die Röhre mit der Hand oder mit einem geerdeten Draht (dadurch wird die Intensität des Leuchtens an der berührten Stelle vergrössert), so gewinnt das nach dem Aussergangsetzen des Induktoriums beobachtete Aufleuchten an Intensität, und kann während viel längerer Zeit beobachtet werden. Berührt man jetzt die Röhre mit der Hand, oder mit einem geerdeten Draht, so leuchtet das Gas in der Röhre in seiner ganzen Masse hell auf. Man kann die Röhre mehreremal mit der Hand oder einem geerdeten Drahtringe abreiben, und trotzdem wird jede neue Berührung ein Aufleuchten des Gases zur Folge haben. Dieselbe Erscheinung beobachtet man, wenn man auf die Röhre bläst.

3. Berührt man während der Wirkung des Induktoriums, sei es auch nur auf einen Moment, die Röhre mit der Hand und stellt man, nachdem das Induktorium zu wirken aufgehört hat, eine Kapsel mit Radiumbromid unter dieselbe, so erscheint in der Röhre ein Leuchten, welches den Draht in der Röhre wie ein Glorienschein umringt. Das Leuchten dauert ununterbrochen 15—20 Minuten fort. Ausser diesem Leuchten beobachtet man ein periodisches, nur auf Augen-

blicke auftretendes Aufleuchten in verschiedenen Teilen der Röhre. Bei näherem Betrachten erscheint das Leuchten rings um den Draht seinem Charakter nach dem Leuchten des Crookesschen Spintariskops sehr ähnlich. Entfernt man das Radium, so verschwindet das Leuchten. Nähert man das Radium von neuem, so setzt es wieder ein. 25 mg Radiumbromid, über welche ich verfügte, verursachten das Leuchten der Röhre sogar in dem Falle, wenn die Entfernung des Radiums von der Röhre ca. 1 m betrug. Die beobachtete Erscheinung erinnert lebhaft an das Nordlicht oder an ein fortwährendes Wetterleuchten. Während das Radium sich in der Nähe der Röhre befindet, verursacht ein Berühren der letzteren mit der Hand oder einem geerdeten Draht oder sogar ein einfaches Anhauchen ein Aufleuchten des Gases in der Röhre.

4. Befindet sich das Radium während der Wirkung des Induktoriums in der Nähe der Röhre, so vergrössert dies merklich die Intensität und Dauer des Nachleuchtens. In diesem Falle beobachtet man alle Erscheinungen, welche unter 3. beschrieben sind, sogar ohne Berührung der Röhre während der Wirkung des Induktoriums, obgleich in etwas schwächerem Grade.

Unter anderem beobachtete ich die Erscheinungen in einer Röhre, welche erst mit Luft und dann mit Kohlensäure gefüllt war. Es schien mir, dass das Leuchten in der letzteren intensiver war.

5. Der Draht der Röhre war mit dem negativen Induktorpol verbunden. Während der Wirkung des Induktoriums beobachtet man eine Phosphoreszenz der ganzen Oberfläche des Glases der Röhre. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums dauert die Phosphoreszenz eine sehr kurze Zeit fort.

6. Nähert man in diesem Falle die Radiumbromidkapsel der Röhre, nachdem das Induktorium schon zu wirken aufgehört hat, so gewinnt die Phosphoreszenz erstens an Intensität und zweitens dauert sie eine viel längere Zeit. Entfernt man das Radium, so erlischt die Phosphoreszenz vollständig, nähert man von neuem die Kapsel, so setzt die Phosphoreszenz von neuem ein. Radium vergrössert also die Intensität und die Dauer der Phosphoreszenz des Glases, welche durch die negativen Ionen bewirkt ist. Befindet sich das Radium in der Nähe der Röhre, so beobachtet man gleichfalls momentweises Aufleuchten verschiedener Teile der Röhre, jedoch in schwächerem Grade, als bei positiver intermittierender Elektrisierung des Drahtes.

7. Die im vorigen Absatz beschriebenen Erscheinungen gewinnen an Kraft und Intensität, wenn man die Röhre während der Wirkung des Induktoriums mit der Hand berührt und dadurch den negativen Ionenstrom verstärkt.

Es war von Interesse den Verlauf der obigen Erscheinungen bei sehr niedriger Temperatur, und zwar bei der Temperatur der flüssigen Luft zu beobachten. Zu diesem Zwecke wurde ein Gefäss, welches einem Thermometer mit weitem cylindrischen Reservoir gleicht, hergestellt. In diesem Gefäss verlief axial ein dicker Aluminiumdraht. Das Gefäss wurde bis zum selben Luftdruck, wie die Röhre evakuiert. Die darin beobachteten Erscheinungen erwiesen sich als höchst interessant.

8. Bei Zimmertemperatur waren die Erscheinungen im Gefäss selbstverständlich ganz dieselben wie in der Röhre. War der Draht des Gefässes mit dem negativen Induktorpole verbunden, so phosphoreszierte das Gefäss in blauer Farbe. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums erlosch die Phosphoreszenz sehr schnell.

9. Befand sich das Gefäss in flüssiger Luft und war der Draht des Gefässes mit dem negativen Induktorpol verbunden, so phosphoreszierte das Glas sehr stark. Die Phosphoreszenz wurde noch intensiver, wenn man das Dewarsche Vakuumgefäss mit der Hand berührte und dadurch den negativen Ionenstrom beförderte. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums fuhr das Glas des Gefässes fort hell zu phosphoreszieren. Die Phosphoreszenz wurde nur sehr langsam schwächer. Bei genügender Abschwächung der Intensität der Phosphoreszenz vergrösserte das Nähern von Radium die Phosphoreszenz merklich.

10. Die Phosphoreszenz des Glases dauerte auch nach Herausnehmen des Gefässes aus der flüssigen Luft fort, selbst wenn das Gefäss Zimmertemperatur angenommen hatte. Das Annähern der Kapsel mit Radiumbromid verstärkt jedesmal die Phosphoreszenz. Bei Berühren des Gefässes mit der Hand leuchtet das Gas in ihm auf.

11. Das Gefäss wird bei Zimmertemperatur der Entladung des Induktors ausgesetzt. (Der Draht ist mit dem negativen Induktorpol verbunden.) Das Glas beginnt zu leuchten und nach Aufhören der Wirkung des Induktors setzt die Phosphoreszenz fort. In diesem Zustand wird das Gefäss in flüssige Luft gebracht. Beim Einsenken in die flüssige Luft entsteht Phosphoreszenz auf verschiedenen Stellen der Oberfläche des Glases und bald darauf, wenn das Gefäss die Temperatur der flüssigen Luft angenommen hat, erlischt die Phosphoreszenz. Nimmt man nun das Gefäss aus der flüssigen Luft, so beobachtet man von neuem ein helles intensives Aufleuchten der Oberfläche des Glases des Gefässes und auch des Gases in demselben.

Nähert man die Hand dem aus der flüssigen Luft gehobenen Gefässe, d. h. erwärmt man dasselbe, so wird ein solches Aufleuchten sofort hervorgerufen. Die obigen Erscheinungen kann man mehrere Male wiederholen, indem man das Gefäss abwechselnd in die flüssige Luft senkt und aus derselben heraushebt.

12. Das Gefäss wurde bei der Temperatur der flüssigen Luft einer negativen intermittierenden Elektrisierung durch das Induktorium unterworfen. Dann wurde das Induktorium ausser Gang gesetzt und das Gefäss in der flüssigen Luft gelassen. Nach einer ziemlich langen Zeit erlosch die Phosphoreszenz fast gänzlich. Dann wurde das Gefäss aus der flüssigen Luft gehoben; die Phosphoreszenz nahm allmählich an Intensität zu und wurde schliesslich ziemlich hell. Das Gefäss wurde wieder in flüssige Luft versenkt; die Phosphoreszenz verschwand von neuem fast gänzlich. Das Gefäss wurde herausgehoben: die Phosphoreszenz wurde wieder ziemlich hell. So konnte man die Intensität der Phosphoreszenz mehreremal verändern. Die hier beschriebene Erscheinung erinnert an die Experimente von Curie mit der Kondensation der Emanation des Radiums.

In Anbetracht dessen wäre vielleicht der Gedanke nicht unwahrscheinlich, dass unter dem Einflusse der elektrischen Erregung die Atome des Drahtes in der evakuierten Röhre gleichsam in einen Zustand des Zerfalles, der Desagregation verfallen, vielleicht ähnlich dem, in welchem sich die Atome des Radiums fortwährend befinden, so dass dieser Draht ausser den positiven und negativen Ionen noch ein Etwas von sich giebt, welches vielleicht der Emanation des Thorium und Radium ähnelt, und sich bei sehr niedrigen Temperaturen kondensiert.

Physik. Institut d. Petersburger Universität, den 11./24. Dezember 1903.

(Eingegangen 31. Dezember 1903.)

Über Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft.

Von P. Bonifaz Zölss.

In der Zeit vom 6. Dezember 1901 bis 30. April 1903 wurde vom Herrn Sternwartedirektor P. Franz Schwab in Kremsmünster ein reiches luftelektrisches Beobachtungsmaterial, das eine fortlaufende Reihe von 2867 Messungen der Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft umfasst, gesammelt. Die Beobachtungen wurden mit einem Elster- und Geitelschen Zerstreuungsapparat an einem Fenster des II. Stockwerkes der Sternwarte, 11,6 m über dem Erdboden, ausgeführt. Der Schutzcylinder wurde stets beibehalten. Ausser den regelmässigen Mittagsbeobachtungen, die täglich in der Zeit von 11 bis 1^h vorgenommen wurden, liegt noch eine längere Reihe von stündlichen Messungen vor, die hauptsächlich in die Wintermonate 1902/3 fallen und zur Bestimmung der täglichen Periode der Zerstreuung dienen.

Im folgenden sollen die Resultate dieser Beobachtungen, die ich an anderer Stelle[1]) ausführlicher behandelt habe, kurz mitgeteilt werden.

Das aus 659 Mittagsbeobachtungen gebildete Jahresmittel der Elektrizitätszerstreuung beträgt 1,32 und stimmt mit dem von Elster und Geitel[2]) für Wolfenbüttel gefundenen Werte (1,33) nahezu vollständig überein. Die Extreme der beobachteten Einzelwerte sind 5,83 (bei Föhn) und 0,14 (bei Nebel).

Die jährliche Schwankung zeigt eine Amplitude von 57 Proz. des Mittelwertes; das Maximum liegt für positive Zerstreuung im April, für negative im Juni, das Minimum liegt für beide Arten der Elektrizität im Januar.

Der tägliche Verlauf der Zerstreuung ist in der folgenden Tabelle I gegeben.

Die meisten Beobachtungen fallen auf die Tagesstunden von 6$^h a$ bis 9$^h p$; die Nachtbeobachtungen wurden nur hie und da ausgeführt und dienen bloss zu einer ungefähren Orientierung über den nächtlichen Verlauf der Zerstreuung. Die Zahlen für q sind die Quotienten der Gesamtmittel von a_- und a_+.

Die Zerstreuung zeigt sonach in den Wintermonaten eine doppelte tägliche Periode; das Hauptmaximum liegt in den ersten Nachmittagsstunden, das sekundäre Maximum in den Nachtstunden. Die beiden Minima, die im Gesamtmittel zwischen 6^h und 7^h früh und 7—8^h abends liegen, scheinen in den einzelnen Monaten ihre Lage je nach der Zeit des Sonnenaufganges und Sonnenunterganges zu ändern; im allgemeinen kann man sagen, sie treten um Sonnenaufgang und etwas nach Sonnenuntergang ein. Ein Vergleich der Beobachtungen mit den gleichzeitig herrschenden Luftbewegungen zeigt, dass jene Tage, an welchen ein starkes Nachtmaximum der Zerstreuung beobachtet wurde, auch ein starkes Nachtmaximum der Windstärke aufweisen, so dass ein kausaler Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen naheliegt.

In den Sommermonaten 1903 wurden mehrmals bei günstigster Witterung und Windstille 24stündige Beobachtungen gemacht; dieselben ergaben eine der Hauptsache nach einfache tägliche Periode mit einem Maximum um 1$^h p$

1) Wiener Berichte 1903, S. 1117.
2) Elster und Geitel, Wiener Berichte 1902, S. 950.

Tabelle I.

		1h	2h	3h	4h	5h	6h	7h	8h	9h	10h	11h	12h
Vormittag	$a-$	1,08	—	1,10	—	0,90	0,74	0,72	0,81	0,98	1,07	1,13	1,24
	$a+$	0,82	—	0,96	—	0,75	0,71	0,61	0,73	0,76	0,88	0,90	1,06
	q	1,32	—	1,14	—	1,20	1,04	1,18	1,11	1,29	1,23	1,25	1,17
Nachmittag	$a-$	1,33	1,31	1,28	1,13	1,02	0,89	0,79	0,78	0,75	1,03	1,33	—
	$a+$	1,12	1,14	1,08	0,94	0,85	0,77	0,65	0,61	0,63	0,81	1,16	—
	q	1,19	1,15	1,19	1,20	1,20	1,16	1,22	1,28	1,19	1,27	1,15	—

Tabelle II.

		12—1h	1—2h	2—3h	3—4h	4—5h	5—6h	6—7h	7—8h	8—9h	9—10h	10—11h	11—12h
Vormittag	q	—	—	—	—	1,19	1,12	1,21	1,30	**1,35**	1,28	1,27	1,26
	$\frac{\partial V}{\partial n}$	83	76	73	75	85	102	118	123	135	**139**	138	136
Nachmittag	q	1,33	1,23	1,20	1,24	1,36	1,35	1,32	**1,40**	1,36	1,29	1,27	—
	$\frac{\partial V}{\partial n}$	141	147	147	141	138	145	**155**	147	133	121	109	94

und einem Minimum in den ersten Morgenstunden.

In weitaus den meisten Fällen ist die negative Zerstreuung grösser als die positive. Der Quotient der Jahresmittel von $a-$ und $a+$ ist 1,18; die Extreme der beobachteten Einzelwerte von q sind 0,31 und 8,25. Während der Sommermonate ist q im Durchschnitt kleiner als im Winter.

Der tägliche Verlauf von q schwankt sehr stark, besonders in den Einzelwerten. Auch die in der Tabelle I gegebenen Quotienten der Mittelwerte von $a-$ und $a+$ lassen eine regelmässige tägliche Periode von q nicht mit Sicherheit erkennen.

Greift man jedoch aus allen Beobachtungen jene von ungestörten, niederschlagsfreien Tagen heraus — ich thue dies nachträglich nach dem Beispiele der unterdessen erschienenen Arbeit von A. Gockel[1]) —, so erhält man die folgende aus 515 Beobachtungspaaren abgeleitete Tabelle II, in der q nicht wie früher der Quotient der Mittelwerte von $a-$ und $a+$ ist, sondern der Mittelwert der Quotienten q selbst. Dabei wurden die extrem hohen Werte von q, die grösser als 4,00 sind, als zu stark störend ausgeschieden. Zum Vergleich sind auch die Mittelwerte des Potentialgefälles für heitere oder wenigstens niederschlagsfreie Wintertage in V/m, reduziert auf die Ebene, beigefügt.

Aus Tabelle II ist zu entnehmen, dass q an ungestörten Tagen eine deutliche doppelte tägliche Periode hat, die mit dem täglichen Verlaufe des Potentialgefälles in ganz auffallender Weise übereinstimmt.[1]) Die Maxima liegen zwischen 8 und $9^h a$, und zwischen 7 und $8^h p$, das Hauptminimum ca. 5^h früh, ein sekundäres Minimum in den ersten Nachmittagsstunden. Dabei aber muss betont werden, dass dieser regelmässige Verlauf sich hauptsächlich in den Mittelwerten zeigt, während die Einzelwerte oft sehr stark schwanken. — Wiederholt finden sich sprunghaft auftretende extrem hohe Werte von q, besonders in den Morgen- und Abendstunden, ohne dass die übrigen gleichzeitigen meteorologischen Elemente eine bestimmte Ursache dieser Erscheinung erkennen liessen.

Ein Vergleich von q mit dem gleichzeitig beobachteten Potentialgefälle ergab, dass q mit dem Potentialgefälle zunimmt.

Potentialgefälle:	50—75	75—100	100—125	125—150	150—175	175—200 $\frac{V}{m}$
$q = \frac{\Sigma a-}{\Sigma a+}$:	1,14	1,13	1,19	1,28	1,54	1,42

Um den Einfluss des Potentialgefälles auf die Zerstreuung weiter zu prüfen, wurden auch auf der obersten Plattform der Sternwarte (50 m über dem Erdboden) Zerstreuungsmessungen ausgeführt, die bei einem oben herrschenden Potentialgefälle von ca. 500 V/m einen aus 47 Beobachtungspaaren abgeleiteten Mittelwert $q = 1{,}85$ ergaben. Wie der Vergleich mit den Beobachtungen am gewöhnlichen Standort des Apparates zeigt, wird die Steigerung von q durch ein Ansteigen von $a-$ bei konstant bleibendem $a+$ verursacht.

Bei negativem Potentialgefälle ist q gewöhnlich kleiner als 1; dies ist besonders der Fall während des Fallens von Niederschlägen, die von negativem Potentialgefälle begleitet sind; Niederschläge mit positivem Potentialgefälle bewirken ein bedeutendes Ansteigen von q. An

1) A. Gockel, diese Zeitschrift **4**, 871, 1903.

1) Vgl. A. Gockel, l. c.

nebeligen Tagen ist die Zerstreuung beider Arten der Elektrizität, besonders aber der positiven sehr gering, q daher hoch (Mittel 1,51). — Einige Beobachtungen im Keller der Sternwarte ergeben ein bedeutendes Überwiegen der positiven Zerstreuung, also eine stärkere negative Ionisierung der Kellerluft.

Was umgekehrt den Einfluss der Zerstreuung auf das Potentialgefälle anbelangt, so zeigt sich, dass das Potentialgefälle mit zunehmender Zerstreuung abnimmt und sich asymptotisch einem unteren Grenzwerte nähert, der ungefähr durch die an heiteren Sommertagen beobachteten Werte des Potentialgefälles gegeben ist; ein Absinken des Potentialgefälles unter diese untere Grenze kann nicht mehr dem Einfluss der Elektrizitätszerstreuung zugeschrieben werden. Der Zusammenhang kommt jedoch hauptsächlich erst in den Mittelwerten zum Ausdruck, die wir im folgenden wiedergeben.

Zerstreuung	Potentialgefälle V/m
0,00—0,25	190
0,26—0,50	164
0,51—0,75	132
0,76—1,00	111
1,01—1,25	98
1,26—1,50	93
1,51—1,75	99
1,76—2,00	84
2,01—2,25	82
2,26—2,50	82
über 2,50	68

Da Kremsmünster auch eine meteorologische und erdmagnetische Station ist, bot sich die Gelegenheit, die Elektrizitätszerstreuung mit allen übrigen meteorologischen Elementen zu vergleichen. Die Resultate dieses Vergleiches sind kurz die folgenden:

Die Elektrizitätszerstreuung zeigt eine weitgehende Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit; einer Zunahme der Windgeschwindigkeit um 1 km pro Stunde entspricht bei mittlerer Windstärke im Durchschnitt eine vierprozentige Steigerung der Zerstreuungswerte. Dieser ausgiebige Einfluss der Windstärke ergiebt sich nicht etwa erst bei der Mittelbildung, sondern ist in der Regel schon aus den Einzelbeobachtungen ersichtlich, so dass man an Tagen mit heftigen Luftbewegungen mit ziemlicher Sicherheit hohe Zerstreuungswerte erwarten kann. Bei föhnartigem Wind wurden ungewöhnlich hohe Werte gefunden. Ein Einfluss der Windrichtung erscheint nicht wahrscheinlich; ebenso konnte ein Zusammenhang der Zerstreuung mit dem Barometerstand nicht konstatiert werden.

Im allgemeinen ist die Zerstreuung um so grösser, je reiner und durchsichtiger die Luft ist; doch wird diese Beziehung sehr häufig durch andere Einflüsse, besonders die Windgeschwindigkeit, überwogen. Sehr starke Lufttrübung ist jedoch stets von durchgreifender Wirkung.

Unverkennbar ist die Beziehung der Elektrizitätszerstreuung zur Sonnenstrahlung. Die Zerstreuung ist an sonnigen Tagen grösser als an bewölkten und wächst mit wachsender photochemischer und thermischer Strahlung.

Auf denselben Zusammenhang weist auch der deutliche Gang der Zerstreuung mit der Temperatur hin. Nach einer aus 1422 Einzelbeobachtungen abgeleiteten Tabelle ist die Zunahme der Zerstreuung mit der Temperatur angenähert linear. Als eine weitere Folge dieses Zusammenhanges könnte es auch angesehen werden, dass sich im Durchschnitt um so grössere Zerstreuungswerte ergeben, je grösser der Dampfdruck und je geringer die relative Feuchtigkeit ist.

Eine auffallende Beziehung zeigt sich zwischen der Zerstreuung und den Amplituden der täglichen Schwankungen der erdmagnetischen Deklination, wie die folgenden Zahlen erkennen lassen:

Amplitude in Bogenminuten	Zerstreuung
0,00—1,00	0,82
1,01—2,00	1,15
2,01—3,00	1,15
3,01—4,00	1,20
4,01—5,00	1,39
5,01—6,00	1,41
6,01—7,00	1,49
über 7,00	1,53

Der in diesen Zahlen zum Ausdruck kommende parallele Verlauf der beiden Elemente scheint auf Vertikalströme als die Ursache der täglichen Deklinationsschwankungen hinzudeuten; gleichwohl könnte auch die Sonnenstrahlung die gemeinsame primäre Ursache beider Variationen sein.

Die jährliche Variation der Amplituden der täglichen Deklinationsschwankungen und die jährliche Periode der Zerstreuung sind identisch und auch die tägliche Periode der Zerstreuung und der erdmagnetischen Deklination zeigen nicht geringe Ähnlichkeiten.

Zwischen erdmagnetischer Intensität und Luftelektrizität konnte eine einfache Beziehung nicht bemerkt werden.

Wien, Januar 1904.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Kann sich ein Elektron mit Lichtgeschwindigkeit bewegen?

(Vorläufige Mitteilung; Fortsetzung der Mitteilung in Jahrgang **4**, 848, 1903.)

Von P. Hertz.

Setzt man in den Formeln, die für die Energie[1]) und den Impuls[2]) eines von jeher stationär bewegten Elektrons gelten, die Geschwindigkeit des Elektrons gleich der des Lichtes, so findet man, dass diese Grössen unendlich werden. Stationäre Bewegung eines Elektrons mit Lichtgeschwindigkeit ist also unmöglich. Das schliesst aber nicht aus, dass ein Elektron in anderer Weise die Lichtgeschwindigkeit erreichen kann. Im folgenden soll an einem Beispiele gezeigt werden, dass in der Tat diese Möglichkeit vorliegt. Wir werden finden, dass eine endliche Kraft ausreicht, um ein Elektron plötzlich aus der Ruhe heraus mit Lichtgeschwindigkeit fortzuschleudern und eine endliche Zeit in dieser zu erhalten. Doch wird sich dieser Fall als Spezialfall eines allgemeineren darstellen lassen, der zunächst besprochen werden soll und der in unmittelbarem Zusammenhange mit meiner vorigen Mitteilung steht.

In dieser wurde die Energie- und Impulsstrahlung eines springenden Elektrons behandelt. Wir wollen jetzt die Vorgänge bei einem Geschwindigkeitssprunge näher betrachten.

Man könnte versucht sein, nach Analogie der Mechanik anzunehmen, dass eine solche Geschwindigkeitsunstetigkeit von einer momentan wirkenden unendlichen Kraft hervorgerufen wird. So verhält es sich hier aber nicht. Der Geschwindigkeitssprung giebt nämlich Veranlassung zur Bildung einer Wellenzone von der Breite $2a$ des Elektronendurchmessers, die mit der Geschwindigkeit c des Lichtes in den Äther hinaus eilt. Völlig ausgebildet hat sich die Welle erst zur Zeit $\frac{a}{c}$ nach dem Stosse. Die Gegenkraft der Welle muss durch eine äussere Kraft K aufgehoben werden, damit die im Geschwindigkeitssprung erworbene Geschwindigkeit vom Elektron weiter behauptet werden kann. Zur Zeit $\frac{2a}{c+q}$ nach dem Stosse, unter q die Geschwindigkeit des Elektrons nach dem Sprunge verstanden, ist die Welle zum Teil über das Elektron weggeglitten. Von jetzt an befolgt die Kraft K ein anderes Gesetz. Aber erst zur Zeit $\frac{2a}{c-q}$, wenn die Wellenzone ganz über das Elektron hinweggeglitten ist, ist keine Kraft mehr zur Erhaltung der Bewegung erforderlich. Denn im Innern der Wellenzone entspricht das Feld ganz dem Felde eines stationär bewegten Elektrons, und in einem solchen bedarf es keiner Kraft, um die Bahngeschwindigkeit des Elektrons zu erhalten.[1]) Der ganze Vorgang spielt sich also innerhalb der im allgemeinen sehr kurzen Zeit $\frac{2a}{c-q}$ ab und die Kraft ist nicht momentan und nicht unendlich anzunehmen. Zunächst kann man nun nach dem Zeitintegral der Kraft

$$\int_0^{\frac{2a}{c-q}} K\,dt$$

fragen. Diese Frage wurde durch meine vorige Untersuchung beantwortet. Da nach Herrn M. Abraham[2]) $K = \frac{dG}{dt}$ ist, wo G die Bewegungsgrösse bedeutet, so hat das obige Integral den Wert $G_2 + G_{12} - G_1$. Die Formeln für diese Grössen findet man bei Herrn M. Abraham[3]) und in meiner erwähnten Mitteilung.[4])

Es erscheint aber wünschenswert, die Kraft K selbst zu kennen. Indem wir der grösseren Einfachheit halber die Geschwindigkeit vor dem Sprunge $= 0$ setzen, gelangen wir zur folgenden Aufgabe:

Ein Elektron soll für Zeiten $t < 0$ ruhen, für Zeiten $t > 0$ die Geschwindigkeit q besitzen, wo q kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sei. Wie muss während der Zeit 0 bis $\frac{2a}{c-q}$ die Kraft K als Funktion der Zeit t angenommen werden, damit der Geschwindigkeitssprung hervorgebracht, und die Geschwindigkeit aufrecht erhalten werden kann?

§ 1. Die Methode.

Zur Berechnung der Kraft K müssen wir die Feldstärken in der Welle für die Zeit berechnen, wo diese sich noch nicht vom Elektron losgelöst hat. Dieser Weg würde aber zu einer höchst verwickelten Rechnung führen; denn die Ausdrücke für die Feldstärken in der Welle sind von bedeutend komplizierterer Bauart, wenn diese sich noch in der Nähe des Elektrons befindet, als wenn sie bereits in unendlicher Entfernung ihre endgültige Form angenommen hat. Es ist also eine Methode zu suchen, mittels deren man die Kenntnis des nahen Feldes umgehen kann und nur im Unendlichen zu operieren braucht. Eine solche werde im folgenden gegeben.

1) G. F. Searle, Phil. Mag. (5) 44. S. 340. 1897.
2) M. Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 147. 1903.

1) M. Abraham, l. c. S. 162.
2) l. c. Formel VII a.
3) l. c. Formel 15 a.
4) Formel 3 und 3 a.

Aus Gründen der Symmetrie weist die Kraft parallel der Bewegungsrichtung. An Stelle der Kraft K wollen wir nun zunächst die Energie W als Funktion der Zeit t darzustellen suchen. Damit haben wir dann auch unser Problem gelöst, da nach dem Energieprinzip

$$q K = \frac{d W}{d t} \qquad (1)$$

ist.[1])

Diese Gleichung ist uns von doppeltem Nutzen. Erstens gestattet sie nämlich, wenn W als Funktion von t gegeben ist, K als Funktion von t zu berechnen, zweitens ziehen wir einen wichtigen Schluss aus ihr. Wir können in ihr $q = 0$ setzen und finden, dass dann $\frac{d W}{d t} = 0$ wird. Also gilt der Satz:

Wenn ein Elektron mit ganz beliebiger Vorgeschichte plötzlich gehemmt wird, so bleibt vom Augenblick der Hemmung an die Gesamtenergie erhalten.[2])

Diesen Satz wenden wir auf unser Problem an. Gesucht wird die zur Zeit t vorhandene Energie $W(t)$. Wir denken uns nun den Vorgang abgeändert und das Elektron zur Zeit t, statt weiter bewegt, plötzlich gehemmt. Unserm Satze zufolge wird vom Augenblicke der Hemmung an die Energie erhalten und bleibt immer $= W(t)$. Warten wir noch eine hinreichend grosse Zeit T nach der Hemmung, so lässt sich der abgeänderte Vorgang nach den Formeln für die Strahlung diskutieren. Zur Zeit T besteht die Energie aus der elektrostatischen des ruhenden Elektrons und der ausgestrahlten Energie. Die Summe der beiden Energien ergiebt die Energie vor der Hemmung und diese ist wiederum gleich der gesuchten Energie $W(t)$.

Die beim abgeänderten Vorgang ausgestrahlte Energie hat ihren Sitz in zwei Wellenzonen, die sich überdecken können. Als erste Wellenzone wollen wir die zur Zeit 0 durch die Fortschleuderung, als zweite die zur Zeit t durch die Hemmung entstandene bezeichnen. Die Mittelpunkte der beiden Wellenerregungen haben die Entfernung $q t$. Wir nehmen T so gross an, dass die Radien der Zonen gross gegen ihre Breiten sind. Man braucht jetzt nur die Feldstärken in den beiden Zonen zu berechnen, diese zusammenzusetzen und hieraus die Energie der Strahlung zu berechnen, um zur Lösung der gestellten Aufgabe zu gelangen.

Es versteht sich von selbst, dass die angegebene Methode anwendbar bleibt, wenn für einen beliebigen Geschwindigkeitssprung q_1, q_2, auch wo $q_1 \neq 0$ ist, die Kraft berechnet werden soll.

Nur lässt sie sich auf den Fall $q_2 = 0$ nicht ohne weiteres anwenden.

§ 2. Die drei Stadien.

Wenn eine Welle sich weit fortgepflanzt hat, so stehen in jedem ihrer Punkte die elektrischen und magnetischen Feldstärken senkrecht auf der Verbindungslinie dieses Punktes mit dem Wellenerregungspunkt. Dort nun, wo sich unsere beiden Zonen überdecken, haben wir zwei solche Verbindungslinien, eine nach jedem der beiden Erregungspunkte, die aber wegen der grossen Entfernung der Welle als parallel anzusehen sind. Daher sind auch die Feldstärken der beiden Zonen parallel und eine einfache Addition resp. Subtraktion genügt, um die Gesamtfeldstärke zu erhalten.

Um wieviel sind aber die beiden Zonen in radialer Richtung gegeneinander verschoben? Offenbar hängt die Grösse der Verschiebung, die wir mit Δ bezeichnen wollen, erstens von der Zeit t ab, zweitens von dem Winkel ω, den die erwähnte Verbindungslinie mit der Geschwindigkeitsrichtung des Elektrons bildet. Wegen ihrer späteren Entsendung ist die zweite Zone in radialer Richtung um die Grösse $c t$ gegen die erste im Rückstand; dass aber ihr Ausgangspunkt von demjenigen der ersten um $q t$ entfernt ist, verschafft ihr einen Vorsprung von der Grösse $q t \cos \omega$. Im ganzen hat die erste Welle einen Vorsprung $\Delta = c t - q t \cos \omega$, oder es ist

$$\Delta = c t \, (1 - \beta \cos \omega), \qquad (2)$$

wenn $\beta = \frac{q}{c}$ gesetzt ist.

Es ist nun zweckmässig, als Zeiteinheit nicht die Sekunde, sondern die Zeit $\frac{a}{c}$ zu wählen. Bezeichnen wir die so gemessene Zeit mit t, so dass also

$$a \, \mathfrak{t} = c t \qquad (3)$$

und t eine reine Zahl ist, so wird

$$\Delta = a \, \mathfrak{t} \, (1 - \beta \cos \omega). \qquad (4)$$

Wenn $\mathfrak{t} < \frac{2}{1+\beta}$ ist, so gehört, wie (4) lehrt, zu jedem ω eine Verschiebung Δ, die kleiner als $2a$ ist. Das bedeutet, dass dann für jedes ω ein Übereinandergreifen der Zonen stattfindet. Das Zeitintervall von $\mathfrak{t} = 0$ bis $\mathfrak{t} = \frac{2}{1+\beta}$ nennen wir das erste Stadium. Wurde also das Elektron im ersten Stadium gehemmt, so bekommt man nachher zur Zeit T vollständig zusammenhängende Wellenzonen.

Ist dagegen $\frac{2}{1+\beta} < \mathfrak{t} < \frac{2}{1-\beta}$, so wird

1) M. Abraham, l. c. Formel 6.
2) Vergl. auch die Formel 5 der vorigen Mitteilung.

nach (4) für einige ω die Verschiebung Δ kleiner als $2a$, für andere grösser sein. Die Wellenzonen überdecken sich teilweise, sind aber teilweise losgelöst. Nennt man Ω den Winkel, für den die losgelösten und die verknoteten Teile ineinander übergehen, so bestimmt sich $\cos\Omega$ aus

$$2a = at\,(1-\beta\cos\Omega), \text{ so dass}$$
$$\cos\Omega = \frac{t-2}{t\beta} \qquad (5)$$

ist. Wir nennen das Zeitintervall von $t = \frac{2}{1+\beta}$ bis $t = \frac{2}{1-\beta}$ das zweite Stadium. Wurde das Elektron im zweiten Stadium gehemmt, so bekommt man nachher zur Zeit T Zonen, die teilweise ineinander übergreifen, teilweise getrennt sind. Der Grenzwinkel Ω ist nach (5) für den Anfang des zweiten Stadiums π für das Ende 0.

Ist endlich $t > \frac{2}{1-\beta}$, so liefert (4) nur Verschiebungen, die grösser als $2a$ sind. Dann liegt völlige Trennung vor. Wir nennen das Zeitintervall von der Zeit

$$t = \frac{2}{1-\beta} \text{ bis } t = \infty$$

das dritte Stadium. Wurde also das Elektron im dritten Stadium gehemmt, so erhält man zur Zeit T völlig getrennte Zonen.

Auf diese Einteilung in 3 Stadien wurden wir schon in der Einleitung aus andern Erwägungen geführt.

§ 3. Berechnung der Energie und Kraft.

Die Energie der isolierten Zonen, die zum dritten Stadium gehören, hat einen von der Zeit t unabhängigen Wert, der durch die Formel (14) meiner vorigen Mitteilung bestimmt wird. Hieraus folgt nach (1):

Im dritten Stadium bedarf das Elektron zur Aufrechterhaltung seiner Geschwindigkeit keiner Kraft mehr, ein Resultat, das wir schon im Eingange auf anderem Wege fanden.

Anders im ersten und zweiten Stadium. Die Energie der zum zweiten Stadium gehörigen Wellen hängt von den Verschiebungen Δ, diese nach (4) wieder von t ab. Die Überdeckung der Zonen bewirkt eine Verringerung der Energie, da die Feldstärken der beiden Zonen entgegengesetzt gerichtet sind. Die Rechnung geschieht am besten so, dass man die Energieverminderung an jedem Punkte berechnet, integriert und das Integral von der vollen Energie nicht überdeckter Wellen subtrahiert. Hierzu kommt noch die elektrostatische Energie des nach der Hemmung ruhenden Elektrons. Alles zusammen ergibt die gesuchte Energie $W(t)$.

Zur Ausführung der Rechnung brauchen wir die Formeln für die Feldstärken der durch Stösse erzeugten Wellen. Diese kann man mit Hilfe der Zerlegung in „werdende Elektronen“[1]) und mittels der Potentiale der Elektronentheorie berechnen. Man findet im Falle gleichmässiger Volumenladung für die absoluten Werte $|\mathfrak{E}|$ und $|\mathfrak{H}|$ der elektrischen und magnetischen Feldstärken:

$$|\mathfrak{E}| = |\mathfrak{H}| = \frac{\varrho\pi(a^2-r^2)}{r(1-\beta\cos\omega)}\beta\sin\omega, \qquad (6)$$

wo ϱ die Raumdichte der Ladung, r den Abstand des Aufpunkts vom Wellenerregungspunkt bedeutet, und ν die Entfernung des Aufpunkts von der Fläche, die im gleichen Abstand von den die Wellenzone begrenzenden Kugelschalen verläuft.

Setzen wir die Gesamtladung $= e$, so liefert die Integration für das erste Stadium die Energie:

$$W_{\mathrm{I}} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a} + \frac{e^2}{a}\beta^2 t^2\left\{1 - \frac{1}{2}t + \frac{1}{40}t^3\left(1+\frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \qquad (7)$$

Im zweiten Stadium ist die Energie:

$$W_{\mathrm{II}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta}\,ln\frac{1+\beta}{2} - \frac{1}{2}\right\} + \frac{31}{25}\frac{e^2}{a\beta} + \frac{e^2}{a\beta}\left\{\begin{array}{l}\frac{1}{2}t^{-1} + \frac{6}{5}\,ln\,t + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \frac{9}{8}\gamma^2\right)t^1 + \\ \left(\frac{3}{4}\gamma^2 - \frac{1}{2}\gamma^3\right)t^2 + \left(-\frac{1}{8}\gamma^3 + \right. \\ \left.\frac{3}{32}\gamma^4\right)t^3 + \left(\frac{3}{1600}\gamma^5 - \frac{1}{640}\gamma^6\right)t^5\end{array}\right\} \qquad (8)$$

wo $\gamma = 1-\beta$ gesetzt ist.

Für das dritte Stadium ist die Energie:

$$W_{\mathrm{III}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta}\,ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - \frac{3}{2}\right\}. \qquad (9)$$

Es ist nicht schwer, sich davon zu überzeugen, dass sich W_{I}, W_{II} und W_{III}, in den Übergangszeitpunkten stetig aneinander schliessen, was von vornherein zu erwarten war.

Aus (7), (8), (9), (1) und (3) folgt für die Kraft im ersten, zweiten und dritten Stadium.

$$K_{\mathrm{I}} = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta t\left\{16 - 12t + t^3\left(1+\frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \qquad (10)$$

$$K_{\mathrm{II}} = \frac{e^2}{a^2\beta^2}\left\{\begin{array}{l}-\frac{1}{2}t^{-2} + \frac{6}{5}t^{-1} + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \right. \\ \left.\frac{9}{8}\gamma^2\right)t^0 + \left(\frac{3}{2}\gamma^2 - \gamma^3\right)t^1 + \\ \left(-\frac{3}{8}\gamma^3 + \frac{9}{32}\gamma^4\right)t^2 + \left(\frac{3}{320}\gamma^5\right. \\ \left. - \frac{1}{128}\gamma^6\right)t^4\end{array}\right\} \qquad (11)$$

$$K_{\mathrm{III}} = 0. \qquad (12)$$

[1]) Natürlich ist eine Lösung der Maxwellschen Gleichungen nur aus der Summe der Potentiale der werdenden Elektronen zu erhalten. Das einzelne Potential des werdenden Elektrons liefert, weil dieses nicht der Kontinuitätsbedingung genügt, auch

Man kann leicht feststellen, dass K sowohl als auch $\frac{dK}{dt}$ sich an der Grenze vom ersten und zweiten und an der Grenze vom zweiten und dritten Stadium stetig aneinander anschliessen. K als Funktion von t graphisch dargestellt, zeigt also nirgends einen Sprung oder Knick.

Aus den Formeln 7 bis 9 kann man auch die Formeln für den Impuls ableiten. Die Gleichung [1]) $q\frac{dG}{dt} = \frac{dW}{dt}$ ergiebt integriert:

$$G = \frac{1}{\beta c}(W - W_0), \qquad (13)$$

wo $W_0 = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}$ die gewöhnliche elektrostatische Energie eines ruhenden Elektrons ist. Es ist also:

$$G_{\mathrm{I}} = \frac{e^2}{ac}\beta t^2\left\{1 - \frac{1}{2}t + \frac{1}{40}t^3\left(1 + \frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \qquad (14)$$

$$G_{\mathrm{II}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac\beta}\left\{\frac{1}{\beta}ln\frac{1+\beta}{2} - 1\right\} + \frac{31}{25}\frac{e^2}{ac\beta^2}$$
$$+ \frac{e^2}{ac\beta^2}\left\{\begin{array}{l}\frac{1}{2}t^{-1} + \frac{6}{5}lnt + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \frac{9}{8}\gamma^2\right)t^1 \\ + \left(\frac{3}{4}\gamma^2 - \frac{1}{2}\gamma^3\right)t^2 + \left(-\frac{1}{8}\gamma^3 + \right. \\ \left.\frac{3}{32}\gamma^4\right)t^3 + \left(\frac{3}{1600}\gamma^5 - \right. \\ \left. - \frac{1}{640}\gamma^6\right)t^5\end{array}\right\} \qquad (15)$$

$$G_{\mathrm{III}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac\beta}\left\{\frac{1}{\beta}ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\right\}. \qquad (16)$$

§ 4. Kleine Geschwindigkeiten.

Von grösserem Interesse als die allgemeinen Formeln sind zwei Grenzfälle. Erstens wollen wir β sehr klein annehmen. Dann wird aus (10)

$$-K = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta t(16 - 12t + t^3). \qquad (17)$$

Da nun die rechte Seite von (17) für $t = 2$ verschwindet, andrerseits die Dauer des zweiten Stadiums, das von der Zeit $\frac{2}{1+\beta}$ bis $\frac{2}{1-\beta}$ währt, sehr gering ist, so ist es erlaubt, den Vorgang so aufzufassen, als ob während der Zeit 0 bis 2 eine Kraft wirkt, die durch Formel (17) gegeben ist. Eine andere Form für (17) ist

$$K = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta t(t+4)(t-2)^2. \qquad (18)$$

Wir wollen uns $\frac{K}{\beta}$ als Funktion von t graphisch dargestellt denken. Unsere Kurve steigt unter einem spitzen Winkel an, hat bei $t = \sqrt{3} - 1$ ein Maximum, sinkt dann wieder, hat bei $t = \sqrt{2}$ einen Wendepunkt, und endet bei $t = 2$ mit horizontaler Tangente auf der Abszissenachse. Der Maximalwert der Kraft beträgt ungefähr $0{,}7\,\frac{e^2}{a^2}\beta$.

§ 5. Lichtgeschwindigkeit.

Einen zweiten Grenzfall bekommen wir mit der Annahme der Lichtgeschwindigkeit, d. h. wenn wir überall $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ setzen. Nun beziehen sich zwar die bisherigen Ableitungen nur auf den Fall $\beta < 1$ oder $\gamma > 0$. Nichtsdestoweniger kann man untersuchen, welchem Grenzwerte diese Formeln zustreben, wenn man in ihnen zur Grenze $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ übergeht. Da zeigt sich nun, dass mit Ausnahme von (9) und (16) alle Formeln endliche Werte für Energie, Kraft und Impuls liefern, und dass für sie die Lichtgeschwindigkeit kein singulärer Fall ist. Eine Singularität tritt indes auf anderem Wege ein.

Das zweite Stadium dauert nämlich im allgemeinen Fall von der Zeit $\frac{2}{1+\beta}$ bis zur Zeit $\frac{2}{1-\beta}$. Indem sich nun β der 1 nähert, wird erstens die Dauer des zweiten Stadiums immer länger, zweitens wird die am Ende des zweiten Stadiums erreichte, d. i. die im dritten vorhandene Energie immer grösser, wie das die Formel (9) zeigte. Für den Grenzfall $\beta = 1$ liefert (9) zwar einen unendlichen Energiewert, aber in diesem Falle wird das dritte Stadium gar nicht erreicht. Die Gleichung (9) kommt, ebenso wie die Gleichung (16) in Wegfall, und der Vorgang wird allein durch die auf die ersten beiden Stadien bezüglichen Gleichungen beschrieben. In ihnen ist $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ zu setzen, wodurch sie sich noch vereinfachen.

Es wird

$$W = \frac{e^2}{a}\left\{\frac{3}{5} + t^2 - \frac{1}{2}t^3 + \frac{1}{25}t^5\right\} \text{ für } t < 1 \qquad (19)$$

$$W = \frac{e^2}{a}\left\{\frac{16}{25} + \frac{1}{2}t^{-1} + \frac{6}{5}lnt\right\} \text{ für } t > 1 \qquad (20)$$

$$K = \frac{e^2}{a^2}t\left\{2 - \frac{3}{2}t + \frac{1}{5}t^3\right\} \text{ für } t < 1 \qquad (21)$$

$$K = \frac{e^2}{a^2}\left\{-\frac{1}{2}t^{-2} + \frac{6}{5}t^{-1}\right\} \text{ für } t > 1 \qquad (22)$$

Man überzeugt sich leicht, dass für $t = 1$ W, K und $\frac{dK}{dt}$ stetig bleiben. Die maximale Kraft wird erreicht etwa bei $t = 0{,}8$ und beträgt ungefähr $0{,}7 \cdot \frac{e^2}{a^2}$.

kein die Maxwellschen Gleichungen befriedigendes Feld. Demgemäss ist in der vorigen Mitteilung S. 848, Zeile 2 von unten, „Potentiale" statt „Lösungen" zu lesen. Wegen der Potentiale siehe: Lorentz, arch. néerl. (25) 1892, S. 479 ff.

1) Abraham, l. c. S. 129 f. Formel VI und VIIa, resp. S. 135, 8b.

Hat t nun einen grossen Wert — was schon der Fall ist, wenn das Elektron eine Strecke von molekularer Dimension zurückgelegt hat —, so kommt nur wesentlich das höchste Glied in Betracht. Dann ist also

$$W = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a} ln\, t \qquad (23)$$

$$K = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a^2} t^{-1} \qquad (24)$$

$$G = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac} ln\, t \qquad (25)$$

Führen wir wieder gewöhnliche Zeiteinheiten ein, so wird für grosse t:

$$W = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a} ln\frac{ct}{a} \qquad (26)$$

$$K = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac} t^{-1} \qquad (27)$$

$$G = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac} ln\frac{ct}{a} \qquad (28)$$

Für $t = \infty$ wird K asymptotisch $= 0$, W und G werden logarithmisch unendlich. Wir beantworten also die Frage, die wir uns gestellt haben, in dieser Weise:

Um einem Elektron plötzlich die Geschwindigkeit des Lichtes zu erteilen und diese Geschwindigkeit aufrecht zu erhalten, sind nur endliche Kräfte erforderlich. In jeder bestimmten endlichen Zeit nach dem Stösse sind Energie, Impuls und Kraft endlich. Mit unendlich wachsender Zeit werden Energie und Impuls logarithmisch unendlich, die Kraft nähert sich asymptotisch der Grenze Null.

Der treibenden äussern Kraft K entspricht eine mittlere äussere Feldstärke $\frac{K}{e}$. Selbst wenn man die Geschwindigkeit langsamer Kathodenstrahlen wählt, bekommt man Feldstärken, die die experimentell herzustellenden bei weitem übertreffen. Im Falle der Lichtgeschwindigkeit beträgt die maximale äussere Feldstärke etwa $0{,}7 \cdot \frac{e}{a^2}$, ist also etwas geringer als die an der Oberfläche der Elektronen herrschenden Feldstärken. Dass derartig intensive Felder im Radiummoleküle vorkommen, ist wohl nicht ausgeschlossen.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn man Flächenladung annimmt. Nur zeigt sich dann, dass im ersten Stadium die Kraft konstant ist. Es ist

$$K_I = \frac{e^2}{4a^2\beta^2}\left\{2\beta - (1-\beta^2)\, ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right\} \qquad (29)$$

$$K_{II} = \frac{e^2}{a^2\beta^2}\left\{\left(-\frac{3}{8}+\frac{1}{4}\beta+\frac{1}{8}\beta^2\right)+t^{-1} \right.$$
$$\left. +\frac{1}{4}(1-\beta^2)\, ln\frac{t(1-\beta)}{2} - \frac{1}{2}t^{-2}\right\} \qquad (30)$$

$$K_{III} = 0. \qquad (31)$$

Für $\beta = 1$ und grosse t ist

$$K = \frac{e^2}{a^2} t^{-1} = \frac{e^2}{ac} t^{-1} \qquad (32)$$

Diese Formel ist von (24) bezw. (27) nur durch den Faktor $^5/_6$ unterschieden.

Es soll natürlich nicht behauptet werden, dass der beschriebene Vorgang in der Natur realisiert sei. Indem wir aber an diesem einen Beispiele sehen, dass die Bewegung mit Lichtgeschwindigkeit möglich ist, erkennen wir, dass dieser Fall durch die Theorie nicht ausgeschlossen ist, und dürfen die Möglichkeit nicht von der Hand weisen, dass so rasch bewegte Elektronen wirklich vorkommen, wenn sie auch in anderer Weise zu ihrer grossen Geschwindigkeit gelangt sein mögen.

(Eingegangen 25. Januar 1904.)

Über Gebe- und Empfangsapparate zur elektrischen Fernübertragung von Photographien.

Von A. Korn.

Das wesentlich Neue meiner telephotographischen Methode besteht in der Benutzung einer evakuierten Röhre im Empfänger[1]), deren Strahlungen durch die Geberströme reguliert werden und das Bild im Empfänger Zeile für Zeile photographisch reproduzieren. In diesem Aufsatze sollen die einzelnen Teile des Apparates im Geber und Empfänger genau beschrieben werden.

1. Der Geber.

Die zu übermittelnde Photographie wird als transparenter Film auf einen Glascylinder Q_1

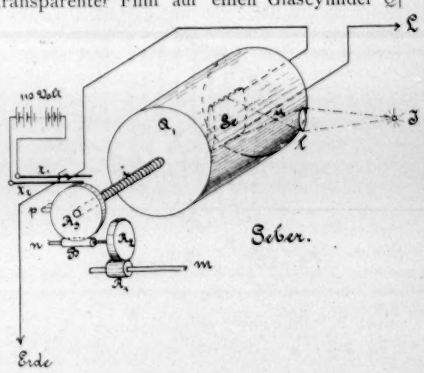


Fig. 1.

(Fig. 1) aufgewickelt, der mit Hilfe eines Elektro-

1) Man vgl. meine früheren kurzen Mitteilungen: Über ein Verfahren der elektrischen Fernphotographie (Münch. Ber. **37**, 39, 1902). — Über einen Apparat zur Herstellung von elektrischen Fernphotographien (Elektrot. Z. **23**, 454, 1902). — Sur la transmission de photographies à l'aide d'un fil télégraphique (Compt. rend. **136**, 1190, 1903).

motors und einer Schneckenrad-Transmission ($R_1 R_2 B R_3$) in Umdrehung um eine horizontale Achse versetzt wird; bei jeder Umdrehung, die bis auf $^1/_{20}$ Sekunde genau[1]) in 20 Sekunden vollendet wird, verschiebt sich der Cylinder um 1 mm längs seiner mit der Schraube i versehenen Achse; die Mitnehmer, durch welche die Scheibe R_3 den Cylinder Q_1 zum Mitrotieren veranlasst, sind in der Figur fortgelassen. Die bisher angewendeten Grössenverhältnisse sind:

Durchmesser des Glascylinders . . .	8 cm
Länge des Glascylinders	20 cm
Schraubenlänge der Achse	15 cm
Länge des Films	9 bis 12 cm

Die Breite des Films betrug nur 16 cm, so dass die etwas über 24 cm betragende Peripherie des Cylinderdurchschnittes nur zu $^2/_3$ ausgenützt wurde; der übrige Teil wurde von einem gleichmässig belichteten Filmstreifen zu Korrekturzwecken bedeckt, auf die wir später zurückkommen.[2])

Von der Lichtquelle $\mathcal{J}$ (64 kerzige Nernst-Lampe) fällt Licht durch die Linse l[1]) auf einen Punkt u[4]) des Films und breitet sich, nachdem es den etwa 2 mm dicken Glascylinder durchdrungen hat, über die im Innern des Cylinders an der Achse fest montierte Selenzelle Se aus.

Die ersten Zellen, mit denen ich brauchbare Resultate erhielt, wurden mir von J. W. Giltay (Delft, Voorstraat 73) geliefert, neuerdings haben sich auch Zellen von E. Ruhmer (Berlin, Friedrichstrasse 248) bewährt. Die-

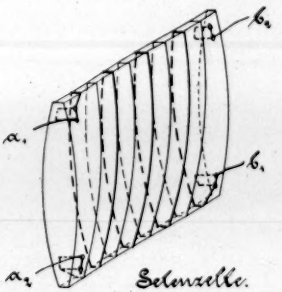


Fig. 2.

selben bestehen aus 2 nebeneinander schraubenartig auf eine Schieferplatte aufgewundenen Platin- oder Kupferdrähten $a_1 b_1$ bezw. $a_2 b_2$, über welche für lichtelektrische Zwecke präpariertes Selen ausgebreitet ist.[1]) Es ist für die telephotographischen Zwecke hinreichend, wenn der Widerstand der Zelle im diffusen Tageslicht etwa die Hälfte vom Widerstand im Dunkeln ist, es ist ferner zweckmässig, dass der Widerstand der Zelle nicht viel kleiner ist, als der Linienwiderstand der Leitung, über welche die Photographie zu senden ist; die von mir benutzten Zellen hatten Widerstand von 3000 Ω (Ruhmer[2]) bezw. 12000 Ω (Giltay[2]) im Dunkeln, die Dimensionen der Zellen waren 3×5 cm; die Leitung zwischen Geber und Empfänger 2000—4000 Ω.

Bei der Drehung des Cylinders Q_1 wird ein Element u des Films nach dem anderen zwischen Lichtquelle und Selenzelle vorbeigeführt, und die Zelle, welche je nach der Tönung jenes Elementes mehr oder weniger Licht erhält, wird einem durch dieselbe fliessenden elektrischen Strome mehr oder weniger Widerstand entgegensetzen. Die Zelle wird in die Fernleitung eingeschaltet, und man kann auf diese Weise Ströme zum Empfänger senden, welche in ihren Intensitäten den Tönungen der belichteten Elemente u entsprechend variieren.

Die Verbindungen werden, wie folgt, ausgeführt: Positiver Pol einer Batterie von 110 Volt[3]) — Umschalthebel t_1 — Pol a_1 der Zelle; vom Pol a_2 der Zelle (b_1 und b_2 bleiben frei) durch die Fernleitung L zum Empfänger, durch die Erdleitung zurück — Umschalthebel t_2 — negativer Pol der Batterie.

Die Umschalthebel t_1 und t_2 haben den Zweck, in dem Momente, in welchem der Nocken p der Scheibe R_3 an den Hebeln angelangt ist, den Strom zu kommutieren und das Synchronismuszeichen zum Empfänger zu senden. In Bezug hierauf kann ich auf meinen früheren Aufsatz (diese Zeitschr. **5**, 25, 1904) verweisen, bemerkt sei hier nur noch, dass der Film auf dem Cylinder so anzubringen ist, dass die Synchronismuszeichen erfolgen, während Elemente des Korrekturstreifens, nicht der Photographie, belichtet sind.

2. Der Empfänger.

Im Empfänger (Fig. 3) bewegt sich synchron mit der Scheibe R_3 des Gebers die Walze Q_2; dieselbe gleitet mit Reibung auf einer mit der Scheibe R_3 fest verbundenen Achse, die durch einen Elektromotor mit Hilfe der Schneckenrad-Transmission ($R_1 R_2 B R_3$)

1) Diese Genauigkeit wird leicht mit Hilfe einer von mir kürzlich beschriebenen Methode erreicht (diese Zeitschr. **5**, 25, 1904).

2) Man wird übrigens die Breite dieses Korrekturstreifens kleiner nehmen und entsprechend den Cylinderdurchmesser verkleinern können, wodurch eine etwas raschere Transmission möglich wird.

3) Ich benutze das Zeisssche Objektiv *AA* (30 Mark).

4) u ist streng genommen ein kleines Flächenelement von 1 qmm.

1) Über die verschiedenen Methoden zur Anfertigung von Selenzellen vgl. man z. B. E. Ruhmer, Das Selen und seine Bedeutung für die Elektrotechnik, Berlin 1902.

2) Die obigen Firmen liefern übrigens die Zellen nach Wunsch mit grösseren oder kleineren Widerständen.

3) Bei langen Leitungen wird man zweckmässig eine grössere elektromotorische Kraft wählen, doch genügen 110 Volt bei Leitungen bis zu 5000 Ω.

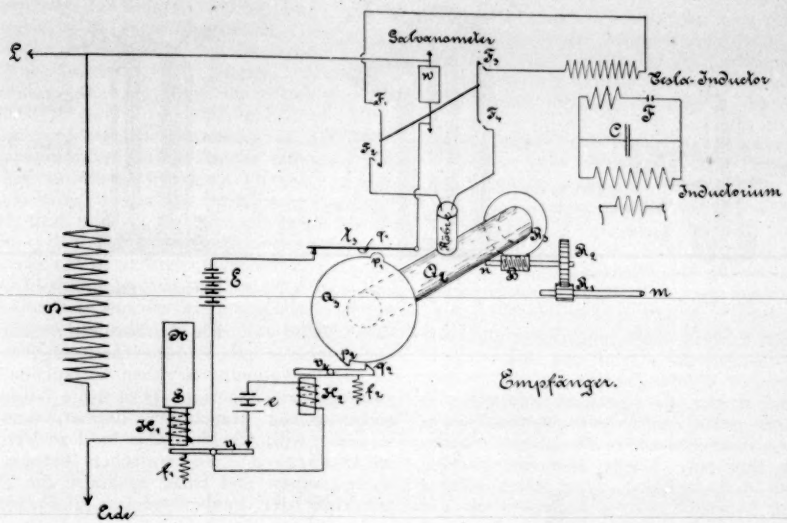


Fig. 3.

in Umdrehung versetzt wird; die Geschwindigkeit des Motors wird — man vgl. den früheren Aufsatz — so geregelt, dass sie um 1 Proz. grösser ist, als die des Motors im Geber, und die Walze Q_2 wird nach jeder Umdrehung mittels des die Nase p_2 der Scheibe Q_3 erfassenden Hebels q_2 so lange aufgehalten, bis das Synchronismuszeichen vom Geber gesandt wird.

Längs der Walze Q_2 (Durchmesser 2 cm, Länge 12 cm) bewegt sich eine kleine evakuierte Röhre mit zwei Elektroden e_1 und e_1 in solcher Weise, dass sich bei jeder Umdrehung der Scheibe K_3 die Röhre parallel mit sich selbst um $^1/_4$ mm in der Richtung der Walzenachse verschiebt; die Verbindung der Röhre mit der Walzenachse ist genau dieselbe, wie die Verbindung einer Phonographenmembran mit der Achse der Phonographenwalze; diese Einrichtung ist, da sie von den Phonographenapparaten bekannt ist, in der Figur nicht besonders dargestellt. Wenn wir in der Röhre Strahlungen erzeugen, welche um so stärker oder schwächer sind, je nachdem die Tönungen der Elemente u im Geber dunkler oder heller sind, und die Strahlungen durch ein kleines Fenster c (0,25 mm × 0,25 mm) auf einen um die Achse Q_2 gewickelten lichtempfindlichen Film wirken lassen, so werden wir auf dem Film die Photographie des Gebers negativ reproduzieren, und zwar genau bei den angegebenen Grössenverhältnissen in einer Verkleinerung von 1 : 4.

Die Röhren[1]) werden bis auf das kleine Fenster c sorgfältig mit Siegellack und Hartgummi abgedichtet, um jedes Nebenlicht zu vermeiden, die Elektroden e_1 und e_2 werden in kleinen Glasröhrchen bis an die aktiven Elektrodenenden geleitet. Die Drucke in den Röhren sind etwa 0,5 mm und darüber.

Die Walze Q_2 mit der Scheibe Q_1, dem Umschalthebel t_3 und dem Relais K_2; $v_2 q_2 f_2$ sind in einen lichtdichten Kasten mit abhebbarem Deckel eingebaut.

Es bleibt nunmehr noch übrig, zu zeigen, wie die Strahlungen der Röhre entsprechend den Tönungen der Elemente u des Geberfilms reguliert werden. Die Strahlungen werden durch hochgespannte Wechselströme (sogen. Teslaströme) erzeugt, welche durch die Drähte A_1 und A_2 in die Röhre eintreten bezw. austreten. Um die Teslaströme zu erhalten, kann man sich eines Induktoriums mittlerer Grösse bedienen und die von dem Elektromotor abgenommenen Wechselströme von 100 Polwechseln[2]) als Primarströme verwenden. Die Pole der sekundären Spule des Induktoriums verbindet man bezw. mit der inneren und äusseren Belegung einer Leydener Flasche C,

1) Die drei obigen Formen haben sich bisher am zweckmässigsten erwiesen; sie werden von R. Ebermayer in München (Schillerstr. 28) gefertigt (M. 4,50 bis 10,50).

2) Für die Fernphotographie genügt diese Wechselzahl; für die Telautographie und Übertragung von Halbtongravüren ist, wie wir in einem späteren Artikel sehen werden, eine grössere Wechselzahl erforderlich.

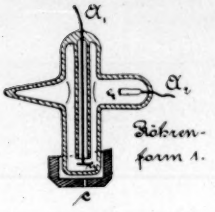


Fig. 4a.

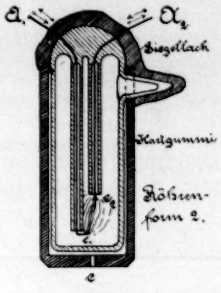


Fig. 4b.

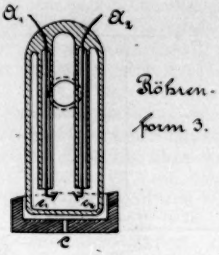


Fig. 4c.

und man schliesst die sekundäre Leitung durch eine Funkenstrecke F und eine kleine Anzahl gut isolierter Windungen eines ziemlich starken Drahtes, welche die eigentliche Teslaspule — eine sehr grosse Zahl Windungen von dünnem Drahte — umgeben und in derselben die Teslaströme erzeugen, welche über die Funkenstrecken F_1F_2 bezw. F_3F_4 zur Röhre geleitet werden. Diese Funkenstrecken werden mit Hilfe eines durch ein Galvanometer w bewegten Zeigers grösser und kleiner gemacht, je nachdem die vom Geber kommenden Linienströme grössere oder kleinere Intensitäten haben, also je nachdem die entsprechenden Elemente u des Geberfilms heller oder dunkler getönt sind.

Den Linienströmen ist, wie aus Figur 3 ersichtlich, ein doppelter Weg gegeben, einmal durch den verhältnismässig grossen Widerstand G und das Relais K_1 zur Erde, und zweitens durch das Galvanometer w, den Umschalthebel t_3 zu dem positiven Pole einer Akkumulatorenbatterie E von etwa 12 Elementen, von dem negativen Pole derselben zur Erde; durch Einschaltung von E hat man den Vorteil, dass man durch Regulierung des Widerstandes G_1 für eine bestimmte mittlere Tönung im Geber das Galvanometer stromlos machen kann, während helleren Tönungen ein Ausschlag im Sinne der Vergrösserung der Funkenstrecken F_1—F_4, dunkleren Tönungen ein Ausschlag im Sinne der Verkleinerung der Funkenstrecken entsprechen wird [1]); während der für das Synchronismuszeichen reservierten Zeit, in der der Hebel t_3 durch den Nocken p_1 abgehoben ist, wird das Galvanometer in der Nulllage bleiben und es sind so grössere Schwankungen der Galvanometernadel vermieden.

Den wichtigsten Teil für die Regulierung der Strahlungen in der Röhre stellt nach dem Obigen das Galvanometer mit seiner beweglichen Nadel dar. Die gewöhnlichen astatischen Galvanometer mit Fadenaufhängung, wie ich sie zu den allerersten rohen Versuchen [1]) verwendete, erweisen sich als zu träge, wenn man einigermassen brauchbare Transmissionszeiten erreichen will; ich bin daher bald zu Versuchen mit Desprez-d'Arsonvalschen Instrumenten [2]) übergegangen und habe zunächst die Tönung mit Hilfe der Funkenstrecken $F_1F_2F_3F_4$ bei-

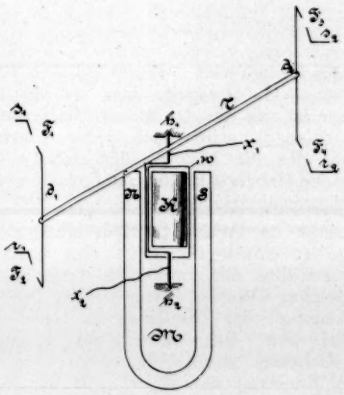


Fig. 5a.

behalten. M mit dem Nordpol N und dem Südpol S stellt in Fig. 5a einen permanenten Magneten, zwischen dessen Polen die Spule K drehbar ist. Dieselbe trägt an Stelle des gewöhnlich aufgesetzten metallischen Zeigers einen dünnen nichtleitenden Zeiger τ aus Glimmer oder Fischbein; durch die Enden des Zeigers gehen senkrecht zu der Ebene, in der er sich bewegen kann, die dünnen Drähte d_1 bezw. d_2

1) Oder umgekehrt, je nach dem Sinne, in dem man den Strom die Galvanometerspule durchfliessen lässt; man kann somit nach Belieben die Photographie positiv oder negativ reproduzieren.

1) Elektrot. Z. **23**, 454, 1902.

2) Solche Galvanometer werden ja von sehr vielen Firmen geliefert und lassen sich leicht für die hier beschriebene Anwendung adaptieren.

mit umgebogenen Spitzen, welche festen Spitzen r_1 s_1 bezw. r_2 s_2 gegenüberstehen.

Bei der Anwendung der Funkentönung hat sich eine Schwierigkeit gezeigt. Von dem Augenblick an, in dem die Funkenstrecke gerade klein genug ist, dass ein Überströmen stattfindet, steigt die Strahlung in der Röhre mit abnehmender Funkenstrecke nahezu geradlinig bis zu einem gewissen Punkte, an dem plötzlich eine wesentlich intensivere Strahlung eintritt; und von da ab wird die Intensität der Strahlung durch weitere Verkleinerung der Funkenstrecke nur unwesentlich verstärkt. Falls man sich nicht mit sehr groben Tönungen begnügen will, kann man nur das erste Stadium benutzen; aus diesem Grunde ist die Einstellung nicht ganz leicht, und man erhält nicht so grosse Kontraste in der Photographie, wie man sie bei voller Ausnutzung der Strahlungsunterschiede zu erwarten hätte.

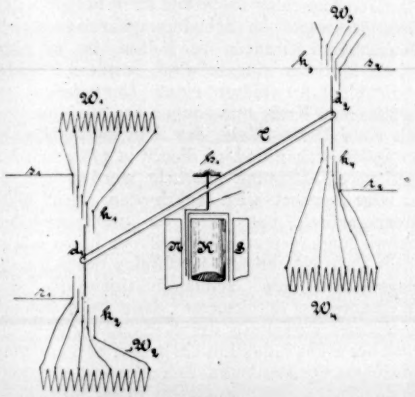


Fig. 5b.

Aus diesem Grunde ersetze ich jetzt die Funkentönung durch eine Tönung mit Hilfe von verschiedenen, in die Leitung der Teslaströme einzuschaltenden Widerständen. Die Nadeln d_1 und d_2 gleiten bei der in Fig. 5b dargestellten Anordnung an den 4 Kämmen k_1 k_2 k_3 k_4 entlang, die man sich leicht durch abwechselnd übereinandergelegte und zusammengepresste dünne Glimmer- und Metallplättchen ($^1/_4$ mm Dicke) herstellen kann; zwischen je zwei Metallplättchen ist ein Teil der Widerstände W_1 bezw. W_2 W_3 W_4 eingeschaltet; in der Figur sind für jeden Kamm nur 5 Metallplättchen angedeutet, bei der von mir benutzten Anordnung habe ich in jedem Kamme 26[1]) solcher Plättchen, die Gesamtlänge des Kammes ist etwa 16 mm. Die Leitungen s_1 s_2 gehen — genau wie in der früheren Anordnung — zu den Polen der Teslaspule, die Leitungen r_1 r_2 zur Röhre. Die Kämme sind auf nichtleitenden (Hartgummi) Stativen montiert, die Widerstände W_1 W_2 W_3 W_4 befinden sich in besonderen Kästen, von denen die einzelnen Leitungen in gut isolierten dünnen Drähten zu den Kämmen gehen.

Genaue Angaben über die zu wählenden Widerstände W_1 bis W_4 möchte ich hier deshalb nicht hinzufügen, weil dieselben wesentlich von den Spannungen und Intensitäten der Teslaströme abhängig sind und leicht durch Ausprobieren gefunden werden können.

Die Übertragung einer Photographie von 9×16 cm nimmt bei der bisherigen Umdrehungsgeschwindigkeit der Walzen (1 Umdrehung in 20 Sekunden) 30 Minuten in Anspruch; die Faktoren, welche sich einer Beschleunigung des Verfahrens entgegensetzen,

Fig. 6.
Probe einer elektrischen Fernphotographie.

sind: die Trägheit des Selens im Geber einerseits, die Trägheit des Galvanometers im Empfänger andererseits.

Das Selen folgt zwar — wie aus den telephonischen Versuchen mit Selen bekannt ist — rasch aufeinander folgenden Intensitätswechseln insofern sehr gut, als seine Widerstandsänderungen ihren Sinn fast instantan mit der Änderung der Lichtintensitäten wechseln, in Bezug auf die Grössen der Widerstandsänderungen zeigt sich aber eine gewisse Trägheit, indem eine Zelle für eine gewisse Lichtintensität zuerst einen kleineren Widerstand zeigt, wenn sie vorher lange hell belichtet war, als wenn sie vorher längere Zeit dunkel gehalten wurde. Aus diesem Grunde sind Korrekturen während der Dauer der Fernübertragung manchmal notwendig und zur leichteren Ausführung dieser Korrekturen ist der gleichmässig belichtete Filmstreifen auf dem Gebecylinder eingeschaltet. Das Galvanometer w des Empfängers ist als

1) Eine so grosse Zahl ist übrigens, wie ich mich nachträglich überzeugt habe, nicht erforderlich, 10 solcher Metallplättchen werden sicherlich genügen.

Spiegelgalvanometer eingerichtet, und man kann an einer Lichtskala ablesen, ob sich nach jedem Synchronismuszeichen der Lichtzeiger stets auf denselben Teilstrich einstellt, im anderen Falle wird die Stellung des Galvanometers mit Hilfe einer Regulierung des Widerstandes G oder eines zwischen E und dem Galvanometer eingeschalteten Widerstandes berichtigt. Diese Einrichtung ist auch zur ersten Einstellung besonders geeignet.

Die Trägheit des Galvanometers wird sich noch leicht etwas verringern lassen, so dass eine Beschleunigung der Übertragungsgeschwindigkeit mit Sicherheit zu erwarten ist.

(Eingegangen 26. Dezember 1903).

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

Johannes Dönitz, Der Wellenmesser und seine Anwendung. Elektrotechnische Zeitschrift 1903. S. 920.

Um die Wellenlänge elektrischer Schwingungen zu messen, bedient man sich Apparate, welche durch irgend eine Koppelung ebenfalls zu Schwingungen erregt werden, deren Frequenz durch Änderung der Dimensionen der Apparate verändert werden kann, bis Resonanz eintritt. Aus den bekannten Dimensionen lässt sich dann nach bekannten Formeln die Wellenlänge berechnen. Solche Apparate sind entweder Drahtspulen, bei denen man Windungen kurz schliessen und damit ausschalten kann, oder geschlossene Schwingungskreise, bestehend aus einem Kondensator und Selbstinduktionsspule. Dönitz verwendet in seinem Wellenmesser, ebenso wie Drude [dessen grundlegende Arbeiten auf diesem Gebiete hier leider nicht einmal erwähnt, geschweige denn nach Gebühr gewürdigt werden], einen solchen geschlossenen Schwingungskreis; während bei dem Drudeschen Apparate die Kapazität sprungweise und die Selbstinduktion kontinuierlich verändert werden kann, verwendet Dönitz drei ringförmige Selbstinduktionsschleifen verschiedener Grösse, die er beliebig einstöpseln kann, und einen stetig variierbaren Kondensator. Dieser besteht aus einem feststehenden Satz parallel und gleichweit voneinander angebrachter Platten von halbkreisförmiger Gestalt, in deren Zwischenräume ein ebensolcher um eine Achse drehbarer Satz eingeschoben werden kann (analog der Anordnung eines Multicellularelektrometers). Der Kondensator befindet sich in einem mit Paraffinöl gefüllten Behälter. Mit der Achse ist ein Zeiger fest verbunden, der bei der Drehung eine dreifache Skala bestreicht, welche für jede der drei Selbstinduktionen und für jede Kondensatorstellung die zugehörige Wellenlänge angiebt. Das Eintreten der Resonanz wird an einem Riessschen Thermometer beobachtet. Um den Ausschlag desselben auch bei grösseren Energiemengen im Schwingungskreise stets in brauchbaren Grenzen zu halten, ist es nicht direkt in diesen eingeschaltet, sondern induktiv verbunden; es bildet einen besonderen geschlossenen Kreis mit einigen Drahtwindungen, die einer Drahtschleife des Schwingungskreises gegenüberstehen und zu dieser in grössere oder geringere Entfernung gebracht werden können.

Der Apparat wird am besten „lose" elektromagnetisch mit dem zu untersuchenden Schwingungssystem gekoppelt, d. h. so aufgestellt, dass magnetische Kraftlinien des Schwingungssystems die Selbstinduktionsspule des Wellenmessers durchsetzen, dann zeigt sich bei geeigneter Variierung der Kapazität und eventuell der Selbstinduktion ein scharf ausgeprägtes Maximum der Resonanz. Der Apparat gestattet, Wellenlängen von 140—1120 m zu messen.

Wenn auch, wie der Verfasser selbst sagt, der Apparat nicht den Anspruch auf grösste Genauigkeit in der Angabe absoluter Werte macht, dürfte er doch geeignet sein, wegen seiner kompendiösen Form und seiner äusserst bequemen Handhabung der drahtlosen Telegraphie wertvolle Dienste zu leisten und sich in der Praxis bald Freunde zu gewinnen.

M. Reich.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Natur und Schule. Zeitschrift für den gesamten naturkundlichen Unterricht, herausgegeben von Landsberg, Schmeil und Schmid. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. I. Bd. 2. Hälfte. 6 Mk. II. Bd. 12 Mk.[1])

Das zweite Halbjahr (Heft 5—8) liefert für den physikalischen Unterricht nur einen grösseren, aber recht beachtungswerten Aufsatz über „Seilwellenversuche" von Volkmann. Der Verfasser beschreibt eingehend eine Zahl von Demonstrationen aus dem Gebiete der Wellenlehre, welche er mit einfachen und zusammengekoppelten

1) Besprechung des 1. Halbbandes: d. Ztschr. **3**, 535, 1902.

Drahtspiralen (anstatt mit den so leicht vergänglichen Gummischläuchen) ausführt. Fortschreitende und reflektierte Wellen; die Phasenumkehr der letzteren bei Reflexion an dichteren Medien, Interferenz; Entstehung stehender Wellen, ja sogar Polarisationserscheinungen an cirkularschwingenden Seilen, Darstellung Lissajouscher Figuren und anderes lassen sich ziemlich mühelos mit seinem einfachen Demonstrationsmaterial vorführen.

Sachs-Berlin berichtet über die Kahlbaumschen Versuche betreffend die Destillation zahlreicher Metalle im Vakuum bei Temperaturen zwischen 600—1440° und beschreibt das Verhalten der destillierten Metalle, die zum Teil in Krystallform auftreten.

Marcuse-Berlin giebt eine Übersicht über Resultate neuer astronomischer Forschung, so über einen Fixstern mit grosser Eigenbewegung, über die Umgebung der Nova Persei, über einen Erklärungsversuch der Verdoppelung der Marskanäle durch Beugung des Lichtes, und über anderes.

Grimsehl endlich bringt den bekannten elektrochemischen Grundversuch hinsichtlich des Zinkverbrauches im galvanischen Element in sehr hübscher und anschaulicher Form.

Der zweite Band zeigt, dass das Unternehmen der Herausgeber als durchaus lebenskräftig zu betrachten ist und sich inhaltlich in erfreulicher Weise weiter entwickelt hat.

Auf physikalischem Gebiete bringt Haselbach (Göding) einen sehr lesenswerten Aufsatz über Erzeugung tiefer Temperaturen durch Verflüssigung von Gasen, insbesondere des Wasserstoffes, und über Nutzanwendungen davon in der Wissenschaft und Technik.

Börnstein berichtet über ein Modell einer Temperaturfläche und dessen Verwendung als Lehrmittel in der Meteorologie.

Ein kurzer Aufsatz von Polis (Aachen) über Witterungsvorgänge und Wetternachrichtendienst soll wohl mehr zur Beschäftigung mit diesen Dingen anregen, als belehrend wirken.

Conrad (Chur) bricht eine Lanze für ein ausgiebiges Anknüpfen im physikalischen Unterrichte an Erfahrungen des täglichen Lebens und an allgemein bekannte, typische Werkzeuge und Gebrauchsobjekte, das er nicht durch künstliche Experimente ersetzt wissen will.

B. Stange (Leipzig) giebt endlich in zwei Aufsätzen eine recht korrekte und anschauliche Darstellung der Forschung über Becquerelstrahlen, wobei im wesentlichen der historische Weg eingeschlagen wird.

Neben diesen grösseren Abhandlungen wird kurz von zahlreichen Schulversuchen und Beobachtungen berichtet, unter denen wir die Besprechung von Fr. Thomas über Graulichtversuche als besonders lesenswert hervorheben möchten.

Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

H. Zwick, Elemente der Experimentalphysik zum Gebrauch beim Unterricht. gr. 8. 519 S. mit 473 Abbildungen und einer Farbentafel. Berlin, L. Oehmigkes Verlag. 1902. Preis 12 M., geb. 14 M.

Der Verfasser will dem Lehrer durch sein Buch das nötige Material für den Unterricht in der Physik darbieten. Da er sich dabei aber fast gänzlich einer mathematischen Formulierung enthält, so ist anzunehmen, dass er sich vornehmlich an Lehrer von Volks- und Mittelschulen wenden will. Damit stimmt auch der Umstand überein, dass in dem Buche das methodische Element besonders stark hervortritt, und gerade in dieser Hinsicht wird vieles Treffliche geboten, so dass das Werk vermöge seines Stoffreichtums und der Angabe zahlreicher methodisch gruppierter Versuche dem jungen Lehrer sehr nützliche Winke für die Gestaltung seines Unterrichtes zu geben imstande ist.

In der Anordnung des Stoffes muss freilich manches auffallen, so z. B., dass nach Besprechung der „allgemeinen Eigenschaften" sofort die Hydromechanik und Aëromechanik einsetzt, während die Mechanik fester Körper erst nach Absolvierung der Wärme- und Elektrizitätslehre einsetzt. Wie soll in diesen Disziplinen dabei ein wirkliches Verständnis ermöglicht werden, zumal eine Verwendung des Energiebegriffes dadurch ganz fortfällt. Ebenso sonderbar ist es, wenn die Wellenlehre erst behandelt wird, nachdem ein grosser Teil der Akustik bereits absolviert worden ist.

Die Darstellung ist keineswegs durchweg klar, sondern oftmals im Ausdruck recht dunkel. Ich glaube z. B. nicht, dass jemand aus der Erklärung des Verfassers von der Natur der elektrischen Wellen (S. 443) sich irgend ein Bild machen wird. Etwas seltsam ist folgende Angabe über die Stromstärke (S. 212): „Die Stromstärke lässt sich, da die Elektrizität nur eine Bewegung (?), aber kein Körper ist, nur aus ihrer Wirkung beurteilen, und auch nur dann, „wenn letztere in dem gleichen Verhältnis zu- oder abnimmt"; — also ein konstanter Strom kann nicht bemerkt werden!!"

Auch ist das Buch nicht frei von erheblichen Irrtümern. Dahin gehört z. B. die Behauptung, dass jede Spektralfarbe homogen ist (S. 469), ferner folgende Angabe: weissglühende feste und flüssige Körper geben ununterbrochene Bandenspektra! (S. 482). Auch die alte Ver-

wechslung von Wärmekapazität mit spezifischer Wärme findet sich hier wieder.

Der keineswegs glänzenden Ausstattung gegenüber (sowohl was Druck, Papier, wie insbesondere die [zumeist schematisierten] Abbildungen angeht) erscheint der Preis von 12, resp. 14 M. ungebührlich hoch. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

P. Johannesson, Physikalische Grundbegriffe. gr. 8. 55 Seiten und 54 Figuren auf 3 lithogr. Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1902. Preis 1,40 M.

Das Büchlein ist die Fortsetzung der früher in dieser Zeitschrift (3, 38, 1901) besprochenen „Physikalischen Mechanik". Es soll eine Vorstufe für den physikalischen Unterricht bilden und will gewisse Grundbegriffe und Beobachtungsverfahren möglichst sorgfältig verarbeiten. Im Stoffe legt sich das beachtungswerte Buch eine sehr bedeutende Beschränkung auf; es ist aber nicht zu leugnen, dass das Gebotene (aus der Lehre vom Licht, von der Wärme, Elektrizität und Magnetismus) recht sorgfältig und lückenlos dargestellt wird. Freilich dürfte diese Darstellung etwas zu streng und zu abstrakt für die Stufe sein, für welche das Buch bestimmt ist. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

Jahrbuch der Chemie, herausgegeben von Richard Meyer. XII. Jahrg. 1902. gr. 8. XII und 544 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1903. 14 Mk.

Jahrbuch der Chemie, herausgegeben von Richard Meyer; Generalregister über die Jahrgänge 1891—1900 (Bände 1—10) bearbeitet von W. Weichelt. gr. 8. III und 319 S. Ebenda. 1903. M. 10,—.

Ebenso, wie alle früheren Jahrgänge, beweist der vorliegende Band, dass die Absicht des Herausgebers, eine für die fortlaufende Lektüre geeignete Darstellung der jährlichen Fortschritte der Chemie aus der Feder bewährter Fachvertreter zu liefern, in ausgezeichneter Weise durchgeführt ist. Durch den innegehaltenen Stil des Buches ist es vermieden „die Beschreibung eines jeden Körpers gleichsam zur Ausfüllung eines gedruckten Formulars zu machen" und Anregung und Genuss gesichert. Gefördert wird dieser Eindruck noch durch die häufig eingeschalteten und — soweit der Referent übersehen kann — durchweg treffende kritische Betrachtung der Originalarbeiten. Die Liste der Mitarbeiter weist mehrere Veränderungen auf. Statt Muthmann ist A. Werner und P. Pfeiffer (anorganische Chemie) eingetreten. Von Häussermann ist seine Berichterstattung auf die Brenn- und Explosivstoffe beschränkt worden und die über anorganisch chemische Technik auf Fr. Quincke übergegangen. Über die auf Teer- und Farbenchemie bezüglichen Patente ist von P. Friedländer referiert, während die übrigen Abschnitte dieses Kapitels, wie bisher, vom Herausgeber bearbeitet sind.

Das gleichzeitig erschienene Generalregister über die Bände 1—10 erleichtert die Benutzung der Jahrbücher besonders als Quelle für Zusammenstellung wichtigerer Literaturnachweise. W. Biltz.

(Eingegangen 31. Oktober 1903.)

Raoul Pictet, Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung. 8. II und 86 S. Weimar, C. Steinert. 1903. Preis M. 1,60.

Der Verfasser bezweifelt in der vorliegenden Schrift, einem Sonderabdruck aus der „Zeitschrift für komprimierte, flüssige Gase" die hinreichende Wirkung der dem Lindeschen Luftverflüssigungsapparate zu Grunde liegenden Thomson-Jouleschen Abkühlung und setzt an ihre Stelle die Verdrängungsarbeit der Luft infolge ihrer Volumvergrösserung. Er übersieht dabei, dass die Luft vor der Abdrosselung des Druckes durch die nachdrängende Masse schon Arbeit empfangen hat, welche im Falle eines idealen Gases der erstgenannten gleich ist. Die Kritik, welche Pictet auf Grund seiner Anschauung an der thermodynamisch richtig fundierten von Linde u. a. übt, fällt damit in sich zusammen. H. Lorenz.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. M. Wien zum Professor an der neuen Technischen Hochschule in Danzig, der Privatdozent der Chemie Dr. G. Baumert in Halle a. S. zum a. o. Professor der Chemie in Königsberg, der Privatdozent an der deutschen Universität in Prag Dr. J. L. Meier zum a. o. Professor der Chemie daselbst, der Ingenieur Laas in Tecklenborg zum Professor für Schiffsbau an der Technischen Hochschule zu Berlin, der Professor Dr. Georg Vortmann zum Dekan der Chemikerschule an der Wiener Technischen Hochschule, der Privatdozent der Chemie an der deutschen Universität in Prag Dr. J. L. Meyer zum a. a. Professor.

Professor Hermann Struve zu Königsberg hat jetzt endgültig die Nachfolgerschaft des Geheimrats Professor Wilhelm Förster übernommen und wird am 1. Oktober sein neues Amt als Leiter der Berliner Sternwarte antreten.

Dem Observator der K. Sternwarte in München Dr. Karl Örtel wurde das Prädikat eines a. o. Professors verliehen.

Der Professor der Chemie an der Universität Basel, Dr. Hans Rupe, erhielt einen Ruf als o. Professor an die Deutsche Technische Hochschule zu Prag, hat ihn aber abgelehnt.

Der Kaiser hat gestattet, dass der Rektor der Technischen Hochschule zu Berlin während seiner Amtsdauer den Titel Magnifizenz führe. Damit wird die technische Hochschule der Universität gleichgestellt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.